BROCKEN
SELLER
ROUSSEAU
PARIS

Digitized by the Internet Archive
in 2009 with funding from
University of Ottawa

http://www.archive.org/details/traitderadioac02curi

TRAITÉ

DE

RADIOACTIVITÉ

PAR

Madame P. CURIE,

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS.

TOME II.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1910

TRAITÉ

DE

RADIOACTIVITÉ.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
44005 Quai des Grands-Augustins, 55.

TRAITÉ

DE

RADIOACTIVITÉ

PAR

Madame P. CURIE,

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS.

TOME II.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1910

095-83

Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation
réservés pour tous pays.

TRAITÉ

DE

RADIOACTIVITÉ.

CHAPITRE IX.

NATURE DES RADIATIONS.

---

99. Procédés d'étude du rayonnement. — Pour étudier le rayonnement émis par les substances radioactives, on peut se servir de l'une quelconque des propriétés de ce rayonnement. On peut donc utiliser la méthode radiographique, la méthode électrique et la méthode fluoroscopique (*voir* § 23). Les deux premières ont été employées dès le début pour l'étude des rayons uraniques; la méthode fluoroscopique ne peut s'appliquer qu'aux substances nouvelles, fortement radioactives, car les substances faiblement radioactives, telles que l'uranium et le thorium, ne produisent pas de fluorescence appréciable. La méthode électrique est la seule qui comporte des mesures d'intensité précises; les deux autres sont surtout propres à donner à ce point de vue des résultats qualitatifs et ne peuvent fournir que des mesures d'intensité grossières. Les résultats obtenus avec les trois méthodes considérées ne sont jamais que très grossièrement comparables entre eux et peuvent ne pas être comparables du tout. La plaque sensible, le gaz qui s'ionise, l'écran fluorescent sont autant de récepteurs auxquels on demande d'absorber l'énergie du rayonnement et de la transformer en un autre mode d'énergie : énergie chimique, énergie ionique ou énergie lumineuse. Chaque récepteur

absorbe une fraction du rayonnement qui dépend essentiellement de sa nature et de celle des rayons utilisés.

Enfin, il n'est ni évident, ni même probable, que l'énergie absorbée soit entièrement transformée par le récepteur en la forme que nous désirons observer; une partie de cette énergie peut se trouver transformée en chaleur, en émission de rayonnements secondaires qui, suivant le cas, seront ou ne seront pas utilisés pour la production du phénomène observé, en action chimique différente de celle que l'on observe, etc., et, là encore, l'effet utile du récepteur, pour le but que nous nous proposons, dépend essentiellement de la nature de ce récepteur et de celle des rayons. C'est ainsi que les rayons α sont les plus actifs au point de vue ionisant, tandis que l'effet radiographique de l'uranium et du radium dans les conditions expérimentales ordinaires est dû aux rayons β.

Comparons deux échantillons radioactifs dont l'un contient du radium et l'autre du polonium, et qui sont également actifs dans l'appareil à plateaux (*fig.* 37). Si l'on recouvre chacun d'eux d'une feuille mince d'aluminium, le second paraîtra considérablement moins actif que le premier, et il en sera de même si on les place sous le même écran fluorescent, quand ce dernier est assez épais, ou qu'il est placé à une certaine distance des deux substances radioactives.

100. **Énergie du rayonnement.** — Quelle que soit la méthode de recherches employée, on trouve toujours que l'énergie du rayonnement des substances radioactives nouvelles est considérablement plus grande que celle de l'uranium et du thorium. C'est ainsi que, à petite distance, une plaque photographique est impressionnée, pour ainsi dire, instantanément, par une très petite quantité de radium, alors qu'une pose de 24 heures est nécessaire quand on opère avec l'uranium et le thorium. Un écran fluorescent est vivement illuminé au contact de très peu de radium, de polonium ou d'actinium, alors qu'aucune trace de luminosité ne se voit avec l'uranium et le thorium. Enfin, l'action ionisante sur l'air est aussi considérablement plus intense, dans le rapport de 10^6 environ. Mais il n'est pas toujours possible d'évaluer l'*intensité totale du rayonnement*, comme pour l'uranium, par la méthode

électrique décrite au début (*fig.* 32). En effet, dans le cas de l'uranium, par exemple, le rayonnement est très approximativement absorbé dans la couche d'air qui sépare les plateaux, et le courant limite est atteint pour une tension de 100 volts. Mais il n'en est plus de même pour les substances fortement radioactives. Une partie du rayonnement du radium est constituée par des rayons très pénétrants qui traversent le condensateur et les plateaux métalliques, et ne sont nullement utilisés à ioniser l'air entre les plateaux. De plus, le courant limite ne peut pas toujours être obtenu pour les tensions dont on dispose; c'est ainsi que, pour le polonium très actif, le courant est encore proportionnel à la tension entre 100 et 500 volts. Le plus souvent les nombres obtenus ne peuvent pas être considérés comme donnant la mesure du rayonnement total et ne constituent, à ce point de vue, qu'une approximation grossière. Il est cependant possible de réaliser, dans certains cas, des conditions expérimentales simples, qui permettent d'évaluer l'intensité totale d'un rayonnement déterminé.

101. Nature complexe du rayonnement. — La nature d'un rayonnement ne peut être précisée par cette considération que ce rayonnement est susceptible de produire des effets photographiques, d'ioniser les gaz et de provoquer la fluorescence. Nous connaissons en effet des radiations diverses qui jouissent des propriétés qui viennent d'être énumérées; ces propriétés sont communes aux rayons cathodiques, aux rayons positifs des tubes de Crookes, aux rayons Röntgen et aux rayons ultraviolets de très courte longueur d'onde.

Pour établir une distinction entre ces radiations, on peut examiner : leur absorption par la matière, l'action qu'elles subissent dans un champ électrique ou dans un champ magnétique, le transport de charge électrique par la radiation, la valeur du rapport de la charge à la masse pour les radiations de nature corpusculaire transportant des charges électriques, la vitesse de propagation de la radiation. Les procédés d'étude qui ont été utilisés à ces divers points de vue pour les rayons des corps radioactifs ont été, en général, empruntés à la technique établie antérieurement pour l'étude des rayons cathodiques et des rayons Röntgen. Les travaux effectués par divers physiciens : H. Becquerel, MM. Meyer

et v. Schweidler, M. Giesel, P. Curie et Mme Curie, M. Villard, M. Rutherford ont montré que le rayonnement des corps radioactifs est très complexe.

Un examen approché suffit d'ailleurs pour révéler de grandes différences dans la nature des radiations émises. Ainsi les rayons du thorium sont, dans leur ensemble, plus pénétrants que ceux de l'uranium. Les rayons du polonium ne se propagent dans l'air qu'à la distance d'environ 4^{cm}, tandis que certains rayons du radium peuvent être étudiés dans l'air à plusieurs mètres de distance de la source. Les rayons du polonium ne peuvent pas traverser une épaisseur d'aluminium égale à $0^{mm},1$, tandis que certains rayons du radium traversent encore une épaisseur de plomb de 20^{cm}.

Des recherches plus approfondies ont mis en évidence ce fait fondamental que le rayonnement des corps radioactifs comprend trois types de rayons qui semblent être les mêmes que ceux qui se produisent dans les tubes de Crookes. Nous distinguerons, suivant la notation de M. Rutherford, *les rayons* α, *les rayons* β *et les rayons* γ.

1° Les rayons α sont des rayons très peu pénétrants qui semblent représenter la plus grosse partie de l'énergie du rayonnement. Ces rayons sont caractérisés par les lois suivant lesquelles ils sont absorbés par la matière. Le champ magnétique agit très faiblement sur ces rayons, et on les a considérés tout d'abord comme insensibles à l'action de ce champ. Cependant, dans un champ magnétique intense, les rayons α sont légèrement déviés; la déviation se produit de la même manière que dans le cas des rayons cathodiques, mais le sens de la déviation est renversé; il est le même que pour les rayons positifs des tubes de Crookes.

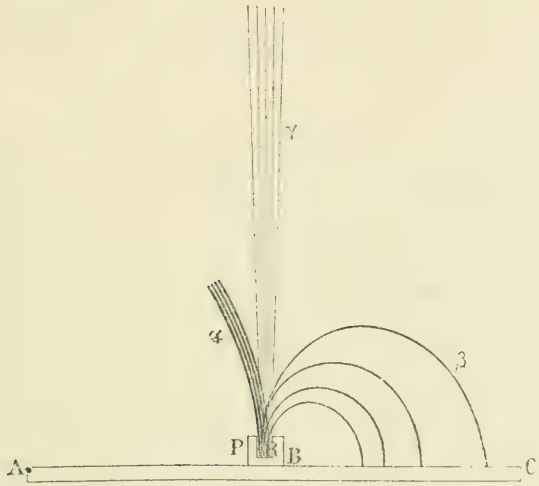
2° Les rayons β sont des rayons moins absorbables dans leur ensemble que les précédents. Ils sont déviés dans un champ magnétique de la même manière et dans le même sens que les rayons cathodiques.

3° Les rayons γ sont des rayons pénétrants insensibles à l'action du champ magnétique et comparables aux rayons de Röntgen.

Les rayons d'un même groupe peuvent avoir un pouvoir de pénétration qui varie dans des limites très étendues, comme cela a été prouvé pour les rayons β.

Imaginons l'expérience suivante : le radium R est placé au fond d'une petite cavité profonde creusée dans un bloc de plomb P (*fig.* 91). Un faisceau de rayons rectiligne et peu épanoui s'échappe de la cuve. Supposons que, dans la région qui entoure la cuve, on établisse un champ magnétique uniforme, très intense, normal au plan de la figure et dirigé vers l'arrière de ce plan. Les trois groupes de rayons α, β, γ se trouveront séparés. Les rayons γ peu intenses continuent leur trajet rectiligne sans trace de déviation. Les rayons β sont déviés à la façon de rayons cathodiques, et décrivent

Fig. 91.



dans le plan de la figure des trajectoires circulaires dont le rayon varie dans des limites étendues. Si la cuve est placée sur une plaque photographique AC, la portion BC de la plaque qui reçoit les rayons β est impressionnée. Enfin, les rayons α forment un faisceau très intense qui est dévié légèrement et qui est assez rapidement absorbé par l'air. Ces rayons décrivent, dans le plan de la figure, une trajectoire dont le rayon de courbure est très grand, le sens de la déviation étant l'inverse de celui qui a lieu pour les rayons β.

Si l'on recouvre la cuve d'un écran d'aluminium d'épaisseur égale à $0^{mm},1$, les rayons α seront supprimés, les rayons β ne le seront qu'en partie, et les rayons γ ne sembleront pas absorbés notablement.

L'expérience indiquée n'a pas été réalisée sous cette forme, et l'on verra dans la suite quelles sont les expériences qui montrent l'action du champ magnétique sur les divers groupes de rayons.

Les rayons α sont ceux qui produisent au voisinage d'une substance radioactive la plus grande partie de l'effet ionisant. L'effet photographique de l'uranium, du thorium et du radium est dû, au contraire, principalement aux rayons β. L'action des rayons α actuellement connus ne s'étend d'ailleurs, en aucun cas, à une distance supérieure à 9^{cm} à partir de la substance active. Les effets des rayons γ sont relativement faibles; ces rayons persistent seuls dans un faisceau qui a traversé une épaisseur de plomb supérieure à quelques millimètres.

102. **Propagation rectiligne des rayons, réflexion, polarisation, réfraction, émission.** — Les corps radioactifs émettent des rayons qui se propagent dans l'air et dans le vide. La propagation est rectiligne; ce fait est prouvé par la netteté et la forme des ombres fournies par l'interposition de corps, opaques au rayonnement, entre la source et la plaque sensible ou l'écran fluorescent qui sert de récepteur, la source ayant des dimensions petites par rapport à sa distance au récepteur. Diverses expériences qui prouvent la propagation rectiligne des rayons émis par l'uranium, le radium et le polonium ont été faites par H. Becquerel [1].

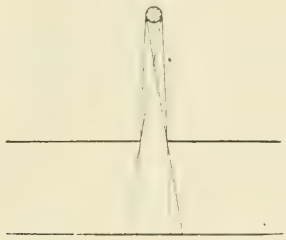
Le dispositif comprend une source linéaire étroite, un écran placé en face de la source et percé d'une fente rectangulaire étroite, parallèle à la source, une plaque photographique parallèle à l'écran (*fig.* 92). L'impression obtenue dans ces conditions présente une région centrale d'intensité maximum et deux régions latérales d'intensité décroissante. Le phénomène est analogue à celui que l'on aurait obtenu en prenant comme source une fente éclairée de même largeur. Quand on opère avec le polonium la distance de la source à la plaque ne doit pas atteindre 4^{cm} dans l'air à la pression atmosphérique, mais peut être plus grande si la pression est réduite. Quand on opère avec le radium, il faut avoir soin d'exclure le contact direct de l'émanation avec la plaque, afin d'éviter la

---

[1] Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 979 et 1154.

production d'un voile général; pour cela il faut placer le radium dans une boîte étanche et le faire agir au travers d'une fenêtre très mince en aluminium ou en mica. De toute façon il faut aussi

Fig. 92.



exclure l'action des rayons lumineux qui peuvent être émis par la substance.

La propagation rectiligne des rayons α du polonium a été mise en évidence par H. Becquerel dans l'expérience suivante. Le polonium émettant les rayons était placé dans une cavité linéaire très étroite, creusée dans une feuille de carton. On avait ainsi une source linéaire de rayons. Un fil de cuivre de $1^{mm},5$ de diamètre était placé parallèlement en face de la source à une distance de $4^{mm},9$. Une plaque photographique était placée parallèlement à une distance de $8^{mm},65$ au delà. Après une pose de 10 minutes l'ombre géométrique du fil était reproduite d'une façon parfaite, avec les dimensions prévues et une pénombre très étroite de chaque côté correspondant bien à la largeur de la source. La même expérience réussit également bien en plaçant contre le fil une double feuille d'aluminium battu que les rayons sont obligés de traverser. Il s'agit donc bien de rayons capables de donner des ombres géométriques parfaites. L'expérience avec l'aluminium montre que ces rayons ne sont pas diffusés en traversant la lame, et que cette lame n'émet pas, tout au moins en quantité importante, des rayons secondaires analogues aux rayons secondaires des rayons de Röntgen.

M. Rutherford a fait l'étude de l'influence du champ magnétique sur la propagation des rayons α (*voir* § 129). La propagation rectiligne des rayons dans le vide en l'absence du champ se trouve très nettement établie par ces expériences. Elles con-

firment aussi l'absence de diffusion notable d'un faisceau α lors du passage au travers d'un écran mince.

Les rayons du radium peuvent être observés même dans l'air à plusieurs mètres de distance de la source. Dans certaines mesures effectuées par P. Curie et Mme Curie l'action de la source sur l'air du condensateur s'exerçait à une distance comprise entre 2^m et 3^m; des effets de fluorescence et des impressions radiographiques étaient obtenus à des distances du même ordre de grandeur. Ces expériences ne peuvent être faites facilement qu'avec des sources radioactives très intenses, parce que, indépendamment de l'absorption exercée par l'air, l'action sur un récepteur donné doit varier en raison inverse du carré de la distance à une source de petites dimensions, si le rayonnement se propage en ligne droite dans toutes les directions. Le rayonnement observé à grande distance du radium comprend des rayons β et des rayons γ, mais les premiers dominent de beaucoup.

Voici quelques résultats obtenus avec du radium enfermé dans une petite ampoule de verre ([1]). Les rayons qui sortaient de cette ampoule franchissaient un certain espace d'air et étaient reçus dans un condensateur, qui servait à mesurer leur pouvoir ionisant par la méthode électrique ordinaire. On faisait varier la distance d de la source au condensateur, et l'on mesurait le courant de saturation i obtenu dans le condensateur. Voici les résultats d'une des séries de mesures :

d cm.	i.	$(i \times d^2) \times 10^{-3}$.
10	127	13
20	38	15
30	17,4	16
40	10,5	17
50	6,9	17
60	4,7	17
70	3,8	18,5
100	1,65	17

A partir d'une certaine distance, l'intensité du rayonnement varie sensiblement en raison inverse du carré de la distance au condensateur.

([1]) Mme Curie, *Thèse de doctorat.*

Diverses expériences, dues principalement à H. Becquerel, montrent que la propagation des rayons β, bien que rectiligne, est accompagnée dans l'air à la pression atmosphérique d'une certaine diffusion du faisceau. Dans le vide la propagation rectiligne est réalisée plus parfaitement. On trouvera plus loin des détails relatifs à la reproduction radiographique du trajet des rayons β.

Les expériences de M. Rutherford et celles faites ensuite par H. Becquerel ont montré que les rayons de l'uranium n'éprouvent ni réflexion régulière, ni réfraction régulière, ni polarisation (§ 34). Des expériences du même genre, faites avec les autres substances radioactives, ont confirmé ces résultats. Les rayons éprouvent, par contre, dans certains cas, une réflexion diffuse sur la face d'entrée et une diffusion à la face de sortie d'une lame qu'ils traversent. Ces phénomènes sont accompagnés de l'émission de rayons secondaires et seront discutés plus loin.

L'émission de rayons par une substance radioactive varie avec la direction, suivant une loi qui dépend de l'épaisseur de la couche active. Quand la couche a une épaisseur appréciable, le rayonnement est plus important pour une direction d'émission normale à la surface active, que pour une direction oblique par rapport à cette surface. Mais la matière active peut aussi être présente sous forme d'un enduit infiniment mince recouvrant une matière inactive; tel est le cas d'un dépôt de radioactivité induite sur une lame métallique. En ce cas l'émission est la même dans toutes les directions, ainsi que l'on pouvait s'y attendre. Des expériences à ce sujet ont été décrites par M. Rutherford [1]. Un fil activé, disposé normalement au plan du tableau (*fig.* 93), produit au travers d'une fente qui lui est parallèle, une impression sur une plaque photographique P; la zone impressionnée présente un minimum d'effet dans la région centrale, et l'effet va en augmentant vers les bords. Ce fait s'explique en remarquant que les régions des bords reçoivent par unité de surface des rayons provenant d'une plus grande partie de la surface du fil que celle utilisée par la région centrale.

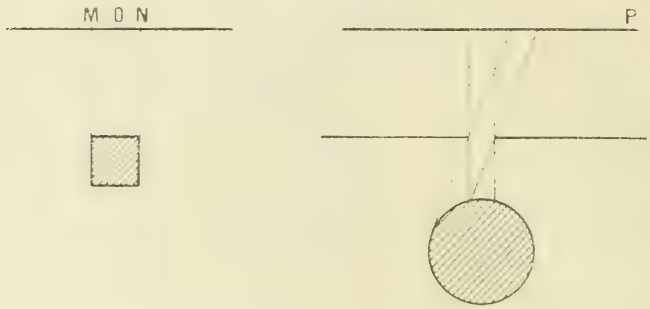
Quand un barreau de section carrée est placé parallèlement à un écran fluorescent, ainsi que l'indique la figure 93, on observe de même que l'effet lumineux est plus intense aux points M et N

---

[1] RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 1906.

qu'en O. Les régions M et N peuvent, en effet, recevoir les rayons qui proviennent de deux faces du barreau, tandis que la région intermédiaire O reçoit seulement les rayons de l'une des faces.

Fig. 93.



De même un prisme triangulaire droit qui a été activé et dont la base est posée sur une plaque photographique, produit sur celle-ci une impression qui est plus intense en face des arêtes que dans les régions situées devant les faces (*Pl. III*, *fig.* 1).

Les expériences relatives à l'émission de rayons par la matière radioactive sous forte épaisseur donnent des résultats différents. Elles peuvent s'expliquer en admettant que l'émission par un élément de surface suivant une direction donnée, varie comme le cosinus de l'angle que fait cette direction avec la normale à l'élément de surface ([1]). Une loi d'émission analogue a été trouvée pour les rayons renvoyés par une plaque qui reçoit un faisceau de rayons du radium normal à sa surface ([2]), et pour les rayons émis dans les mêmes conditions par la face opposée de la plaque (rayons transmis) ([3]).

103. Action du champ magnétique sur le rayonnement des corps radioactifs. — On a vu que les rayons émis par les substances radioactives ont un certain nombre de propriétés communes aux rayons cathodiques et aux rayons Röntgen. Aussi bien les rayons

---

([1]) Greinacher, *Phys. Zeit.*, 1908.
([2]) Mc Clelland, *Dublin Trans.*, 1906.
([3]) H. Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1908.

cathodiques que les rayons Röntgen ionisent l'air, agissent sur les plaques photographiques, excitent la fluorescence, n'éprouvent par de réflexion régulière. Mais les rayons cathodiques diffèrent des rayons Röntgen en ce qu'ils sont déviés de leur trajet rectiligne par l'action du champ magnétique et en ce qu'ils transportent des charges d'électricité négative.

Le fait que le champ magnétique agit sur les rayons émis par les substances radioactives a été découvert presque simultanément par MM. Giesel, Meyer et von Schweidler et Becquerel (1). Ces physiciens ont reconnu que les rayons des substances radioactives sont déviés dans un champ magnétique de la même façon et dans le même sens que les rayons cathodiques; leurs observations se rapportaient aux rayons β.

P. Curie a montré que le rayonnement du radium comporte deux groupes de rayons bien distincts, dont l'un est facilement dévié par l'action du champ magnétique (rayons β), alors que l'autre semble insensible à l'action de ce champ (rayons α et γ dont l'ensemble était désigné par le nom de *rayons non déviables*) (2). Il a montré de plus que le rayonnement facilement dévié est en moyenne beaucoup plus pénétrant que l'ensemble des rayons non déviés dans les mêmes conditions.

C'est sur un échantillon de polonium, préparé par lui, que M. Giesel a observé pour la première fois l'effet du champ magnétique. De tous les échantillons de polonium préparés par moi, aucun n'a jamais donné lieu à une émission de rayons genre cathodique doués de pouvoir ionisant. Il semble certain actuellement que dans le polonium de M. Giesel l'émission de rayons β était due à la présence d'une impureté radioactive étrangère au polonium.

H. Becquerel a montré ensuite qu'une partie des rayons de l'uranium est déviée dans un champ magnétique (3). MM. Rutherford et Grier ont constaté la présence de rayons sensibles à l'action du champ magnétique dans le rayonnement du thorium (4).

---

(1) Giesel, *Wied. Ann.*, novembre 1899. — Meyer et von Schweidler, *Acad. Anzeiger Wien*, novembre 1899. — Becquerel, *Comptes rendus*, décembre 1899.

(2) P. Curie, *Comptes rendus*, 8 janvier 1900.

(3) Becquerel, *Comptes rendus*, 1902.

(4) Rutherford et Grier, *Phil. Mag.*, 1902.

M. Debierne a constaté le même fait avec le rayonnement de l'actinium ([1]).

Voici quels sont les procédés qui permettent d'observer la décomposition du rayonnement en rayons facilement déviés et rayons peu sensibles ou insensibles à l'action du champ :

1° On peut employer la méthode radiographique avec un dispositif dont s'est servi couramment H. Becquerel. La source radiante est constituée par du radium placé au fond d'une petite cuve cylindrique profonde dont s'échappe un faisceau de faible ouverture, comme dans la figure 91. La plaque photographique est orientée de manière à ce que son plan fasse un petit angle avec la direction du faisceau; le plan de cette plaque se confond sensiblement avec le plan du tableau. Le champ magnétique est normal au plan du tableau et dirigé vers l'arrière de ce plan. Le trajet des rayons est indiqué sur la plaque par la forme des impressions produites. Le rayonnement se trouve partagé en deux faisceaux : un faisceau de rayons β, dévié pour un champ d'intensité modérée, et un faisceau non dévié dans les mêmes conditions; ce dernier comprend une partie très absorbable (rayons α), et un faisceau très pénétrant (rayons γ). Une épreuve obtenue dans ces conditions est représentée dans la planche III, figure 2. Si l'on recouvre la cuve d'un écran, les rayons α sont absorbés par une faible épaisseur de matière, tandis que les rayons β persistent en même temps que le faible faisceau de rayons γ; quand l'épaisseur de l'écran augmente, les rayons β sont absorbés à leur tour et le faisceau γ reste seul; ce faisceau constitue donc le résidu du rayonnement après forte absorption, ainsi que l'a montré M. Villard, à qui est due la découverte des rayons γ ([2]).

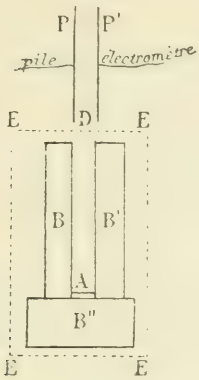
2° On peut aussi mettre en évidence l'action d'un champ magnétique d'intensité modérée au moyen d'une méthode de mesures électriques. Ce procédé a été employé par P. Curie ([3]) qui établit ainsi, avant l'emploi de la méthode précédemment décrite, que le rayonnement du radium se compose de deux groupes suscep-

([1]) Debierne, *Comptes rendus*, 1900.
([2]) Villard, *Comptes rendus*, 1900.
([3]) P. Curie, *Comptes rendus*, 8 janvier 1900.

tibles d'être séparés par l'action du champ. Voici quel était le dispositif expérimental employé :

Le corps radioactif A (*fig.* 94) envoie des radiations suivant la direction AD entre les plateaux P et P'. Le plateau P est maintenu au potentiel de 500 volts, le plateau P' est relié à un électromètre et à un quartz piézoélectrique. On mesure l'intensité du courant

Fig. 94.



qui passe dans l'air sous l'influence des radiations. On peut à volonté établir le champ magnétique d'un électro-aimant normalement au plan de la figure dans toute la région EEEE. Si les rayons sont déviés, même faiblement, ils ne pénètrent plus entre les plateaux, et le courant est supprimé. La région où passent les rayons est entourée par les masses de plomb B, B', B'' et par les armatures de l'électro-aimant; quand les rayons sont déviés, ils sont absorbés par les masses de plomb B et B'.

Les résultats obtenus dépendent essentiellement de la distance AD du corps radiant à l'entrée du condensateur en D. Si la distance AD est assez grande (supérieure à 7^{cm}), la plus grande partie (90 pour 100) des rayons du radium qui arrivent au condensateur est déviée et supprimée pour un champ de 2500 unités; ces rayons sont des rayons β. Si la distance AD est plus faible que 65^{mm}, une partie moins importante des rayons est déviée par l'action du champ; cette partie est d'ailleurs déjà complètement déviée par un champ de 2500 unités, et la proportion de rayons

supprimés n'augmente pas quand on fait croître le champ de 2500 à 7000 unités.

La proportion des rayons non supprimés par le champ est d'autant plus grande que la distance AD entre le corps radiant et le condensateur est plus petite. Pour les distances faibles, les rayons qui peuvent être déviés facilement ne constituent plus qu'une très faible fraction du rayonnement total. Les rayons pénétrants sont donc, en majeure partie, des rayons déviables genre cathodique (rayons β).

Avec le dispositif expérimental qui vient d'être décrit, l'action du champ magnétique sur les rayons α ne pouvait guère être observée pour les champs employés. Le rayonnement très important, en apparence non déviable, observé à petite distance de la source radiante, était constitué par les rayons α; le rayonnement non déviable observé à grande distance était constitué par les rayons γ.

Voici les résultats numériques obtenus dans ces expériences. On désigne par d la distance de la source radiante au condensateur. En supposant égal à 100 le courant obtenu sans champ magnétique pour chaque distance, les nombres de la deuxième ligne indiquent le courant qui subsiste, quand le champ agit. Ces nombres peuvent être considérés comme donnant la proportion de l'ensemble des rayons α et γ, et principalement celle des rayons α. Aux grandes distances on n'a plus de rayons α, et le rayonnement non dévié est alors du genre γ seulement.

Expériences faites à petite distance :

d en centimètres.....	3,4	5,1	6,0	6,5
Proportion de rayons non déviés.	74	56	33	11

Expériences faites aux grandes distances, avec un produit considérablement plus actif que celui qui avait servi pour la série précédente :

d en centimètres.....	14	30	53	80	98	124	157
Proportion de rayons non déviés.	12	14	17	14	16	14	11

On voit qu'à partir d'une certaine distance, la proportion des rayons non déviés dans le rayonnement ne varie guère. Ces rayons appartiennent probablement tous à l'espèce γ.

Lorsqu'on tamise le faisceau au travers d'une lame absorbante (aluminium ou papier), les rayons qui passent sont presque tous déviés par le champ, de telle sorte qu'à l'aide de l'écran et du champ magnétique presque tout le rayonnement est supprimé dans le condensateur, l'effet qui subsiste n'étant alors dû qu'aux rayons γ, dont la proportion est faible. Quant aux rayons α, ils sont absorbés par l'écran. Une lame d'aluminium de $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur suffit pour supprimer presque tous les rayons difficilement déviables, quand la substance est assez loin du condensateur; pour des distances plus petites (34^{mm} et 51^{mm}), deux feuilles d'aluminium de cette même épaisseur sont nécessaires pour obtenir ce résultat.

Voici une autre expérience qui montre qu'une lame d'aluminium mince (épaisseur $0^{mm},01$) absorbe principalement les rayons α. Le produit étant placé à 5^{cm} du condensateur, on trouve, en faisant agir le champ magnétique, que la proportion des rayons autres que β est de 71 pour 100. Le même produit étant recouvert de la lame d'aluminium, et la distance restant la même, on trouve que le rayonnement transmis est presque totalement dévié par l'action du champ, les rayons α ayant été absorbés par la lame.

Des mesures semblables ont été faites sur quatre substances radifères (chlorures ou carbonates) d'activités très différentes; les résultats obtenus ont été très analogues.

On peut remarquer que, pour tous les échantillons, les rayons pénétrants déviables à l'aimant (rayons β) ne sont qu'une faible partie du rayonnement total; ils n'interviennent que pour une faible part dans les mesures où l'on utilise le rayonnement intégral pour produire la conductibilité de l'air. La plus grosse partie du rayonnement du radium est formée par des rayons α qui proviennent surtout de la couche superficielle de la matière radiante.

Quand on fait varier l'épaisseur de la couche de la matière radiante, l'intensité du courant augmente avec cette épaisseur: l'augmentation n'est pas proportionnelle à l'accroissement d'épaisseur pour la totalité du rayonnement; elle est d'ailleurs plus notable pour les rayons β que pour les rayons α, de sorte que la proportion de rayons β va en croissant avec l'épaisseur de la couche active. En voici un exemple : la source radiante étant placée à une distance de 5^{cm} du condensateur, on trouve que,

pour une épaisseur égale à $0^{mm},4$ de la couche active, le rayonnement total est donné par le nombre 28, et la proportion de rayons β est de 29 pour 100. En donnant à la couche active l'épaisseur de 2^{mm}, soit 5 fois plus grande, on obtient un rayonnement total égal à 102 et une proportion de rayons déviables β égale à 45 pour 100. Le rayonnement total qui subsiste à cette distance a donc été augmenté dans le rapport 3,6 et le rayonnement déviable β est devenu environ 5 fois plus intense.

On peut étudier la radiation émise par le polonium par la même méthode. Quand on fait varier la distance AD du polonium au condensateur, on n'observe d'abord aucun courant tant que la distance est assez grande; quand on rapproche le polonium, on observe que, pour une distance d'environ 4^{cm}, le rayonnement se fait très brusquement sentir avec une assez grande intensité; le courant augmente ensuite régulièrement si l'on continue à rapprocher le polonium, mais le champ magnétique ne produit pas d'effet appréciable dans ces conditions. Il semble que le rayonnement du polonium soit limité dans l'espace et dépasse à peine dans l'air une sorte de gaine entourant la substance sur l'épaisseur de quelques centimètres. Les rayons du polonium sont des rayons du genre α. Ces rayons ne sont pas insensibles à l'action du champ magnétique, toutefois le dispositif qui vient d'être décrit était tel, qu'une faible déviation passait inaperçue.

Un dispositif analogue a été employé par M. Rutherford pour déceler les rayons déviables de l'uranium et du thorium; cependant une sensibilité plus grande était nécessaire, parce que l'intensité des rayons β est très faible, surtout avec le thorium.

3° On peut enfin constater l'effet du champ magnétique sur le rayonnement par la méthode fluoroscopique, ainsi que l'ont fait MM. Meyer et v. Schweidler dans leurs premières expériences à ce sujet. Voici un dispositif qui convient pour une expérience de ce genre. Le radium est placé au fond d'un petit tube de plomb, posé sur un écran fluorescent qui se trouve placé entre les pôles d'un électro-aimant; le champ magnétique est perpendiculaire à la direction des rayons. Les rayons qui sortent du tube ne frappent pas l'écran en l'absence du champ. Quand le champ est établi, les rayons sont recourbés et rabattus sur l'écran, et l'on aperçoit sur

celui-ci une zone lumineuse qui commence à une certaine distance du tube et s'étend sur une certaine largeur en se dégradant. Lors du renversement du champ, la luminosité apparaît de l'autre côté de la source.

104. Pouvoir pénétrant du rayonnement des corps radioactifs. — Dès le début des recherches sur les corps radioactifs, on s'est préoccupé de l'absorption produite par divers écrans sur les rayons émis par ces substances. Ces études ont contribué à établir la nature complexe du rayonnement, indépendamment de la méthode basée sur l'emploi du champ magnétique. C'est ainsi que, dans mon premier travail sur les rayons du thorium, j'ai déjà indiqué la pénétration relative des rayons uraniques et des rayons thoriques ([1]). M. Rutherford a étudié plus spécialement la radiation uranique ([2]) et a prouvé qu'elle est hétérogène et se compose de deux types de rayons. M. Owens a conclu de même pour les rayons thoriques ([3]). Quand vint ensuite la découverte des substances fortement radioactives, le pouvoir pénétrant de leurs rayons fut aussitôt étudié par divers physiciens (Becquerel, Meyer et von Schweidler, Curie, Rutherford). Les premières observations mirent en évidence l'hétérogénéité du rayonnement qui semblait être un phénomène général et commun aux substances radioactives ([4]); on se trouvait là en présence de sources qui émettent un ensemble de radiations, dont chacune a un pouvoir pénétrant qui lui est propre. La question se complique encore par ce fait, qu'il y a lieu de rechercher en quelle mesure la nature de la radiation peut se trouver modifiée par le passage au travers de la matière.

Le pouvoir pénétrant de chaque groupe de rayons sera examiné séparément dans la suite de ce Chapitre. On peut cependant indiquer quelques résultats approchés qui donnent une idée de l'absorption relative de l'ensemble des rayons pour différentes substances radioactives. Ces résultats n'ont pas de signification simple, mais ils peuvent avoir une utilité pratique.

([1]) M. Curie, *Comptes rendus*, 1898.
([2]) Rutherford, *Phil. Mag.*, 1899.
([3]) Owens, *Phil. Mag.*, 1899.
([4]) M. et Mme Curie, *Rapports au Congrès*, 1900.

Si l'on considère l'absorption des radiations par les écrans solides, on constate une différence fondamentale entre le radium et le polonium. Le radium émet des rayons capables de traverser une grande épaisseur de matière solide, par exemple 20 centimètres de plomb ou de verre. Les rayons qui ont traversé une grande épaisseur d'un corps solide sont extrêmement pénétrants, et, pratiquement, on n'arrive plus, pour ainsi dire, à les faire absorber intégralement par quoi que ce soit. Mais ces rayons ne constituent qu'une faible fraction du rayonnement total, dont la grosse masse est, au contraire, absorbée par une faible épaisseur de matière solide.

Le polonium émet des rayons extrêmement absorbables qui ne peuvent traverser que des écrans solides très minces.

Voici, à titre d'exemple, quelques nombres relatifs à l'absorption produite par une lame d'aluminium d'épaisseur égale à $0^{mm},01$. Cette lame était placée au-dessus et presque au contact de la substance. Le rayonnement direct et celui transmis par la lame étaient mesurés par la méthode électrique (*fig.* 32); le courant de saturation était sensiblement atteint dans tous les cas. On a désigné par a l'activité de la substance radiante, celle de l'uranium étant prise comme unité.

	a.	Fraction du rayonnement transmise par la lame.
Chlorure de baryum radifère.....	57	0,32
Bromure »	43	0,30
Chlorure »	1200	0,30
Sulfate »	5000	0,29
Sulfate »	10000	0,32
Bismuth à polonium métallique.....		0,22
Composés d'urane.....		0,20
Composés de thorium en couche mince ..		0,38

On voit que des composés radifères de nature et d'activité différentes donnent des résultats très analogues, ainsi que je l'ai indiqué déjà pour les composés d'urane et de thorium (Chap. III). On voit aussi que, si l'on considère toute la masse du rayonnement, et pour la lame absorbante considérée, les diverses substances radiantes viennent se ranger dans l'ordre suivant de

pénétration décroissante de leurs rayons : thorium, radium, polonium, uranium.

Ces résultats sont analogues à ceux qui ont été publiés par M. Rutherford dans un Mémoire relatif à cette question [1]. M. Rutherford a remarqué, d'ailleurs, que l'ordre est le même quand la substance absorbante est constituée par l'air. Mais il est probable que cet ordre n'a rien d'absolu et ne se maintiendrait pas indépendamment de la nature et de l'épaisseur de l'écran considéré. L'expérience montre, en effet, que la loi d'absorption est très différente pour le polonium et le radium, et que, pour ce dernier, il y a lieu de considérer séparément l'absorption des rayons de chacun des trois groupes.

Les expériences relatives à l'absorption des trois groupes principaux de rayons : rayons α, rayons β et rayons γ, par la matière traversée, montrent qu'il existe des différences caractéristiques dans la manière dont chaque groupe se comporte à ce point de vue. Ces différences sont suffisantes pour qu'un rayonnement puisse dans bien des cas être caractérisé comme étant de l'espèce α, β ou γ, sur la base d'expériences d'absorption uniquement.

RAYONS β.

105. **Définition du rayonnement β.** — Il résultait des expériences décrites précédemment que le rayonnement des corps radioactifs est en partie dévié dans un champ magnétique, et que la déviation se fait comme pour les rayons cathodiques. Dans le rayonnement du radium, les rayons facilement déviés constituent la partie la plus importante des rayons pénétrants, l'intensité étant évaluée par le pouvoir ionisant des rayons. D'autre part, en examinant la radiation uranique, M. Rutherford avait trouvé que celle-ci se composait de deux groupes de rayons de pouvoirs pénétrants très différents, et il avait donné le nom de *rayons* α aux rayons absorbables, celui de *rayons* β aux rayons pénétrants; des expériences ultérieures ont montré que ces derniers comprenaient principalement des rayons facilement déviés par l'action d'un champ

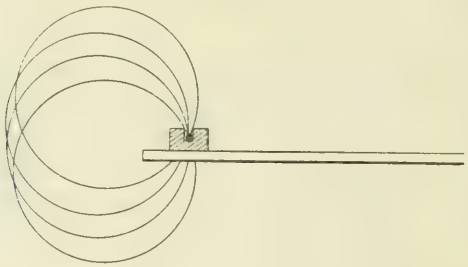
---

[1] RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 1902.

magnétique. La notation *rayons* β a été dès lors généralisée et appliquée aux rayons facilement déviés émis par les substances radioactives; l'analogie complète de ces rayons avec les rayons cathodiques a été démontrée par l'ensemble des expériences faites à ce sujet et dont la description va suivre.

106. **Complexité du rayonnement β. — Action du champ magnétique.** — H. Becquerel a étudié l'action du champ magnétique sur les rayons du radium par la méthode radiographique [1]. Le dispositif expérimental employé était celui de la figure 91. Le radium était placé dans la cuve en plomb P, et cette cuve était posée sur la face sensible d'une plaque photographique AC enveloppée de papier noir: le tout était placé entre les pôles d'un électroaimant, le champ magnétique étant normal au plan de la figure. Si le champ est dirigé vers l'arrière de ce plan, la partie BC de la plaque se trouve impressionnée par des rayons qui, ayant décrit des trajectoires curvilignes, sont rabattus sur la plaque et viennent la couper. Ces rayons sont de l'espèce β; ils se comportent dans un champ magnétique comme des rayons catho-

Fig. 95.



diques. Si la cuve est placée au bord d'une plaque dont la couche sensible est tournée vers le bas, les rayons peuvent décrire une trajectoire presque fermée et venir impressionner la plaque au-dessous de la source (*fig.* 95).

L'analogie ainsi révélée entre les rayons cathodiques et les

---

[1] H. Becquerel, *Comptes rendus*, 1900.

rayons β conduit à considérer ces derniers comme des particules chargées négativement et projetées par la substance radioactive avec une très grande vitesse. Quand une telle particule est émise normalement à la direction d'un champ magnétique uniforme, elle doit décrire, dans un plan normal au champ et passant par sa vitesse initiale, une trajectoire circulaire de rayon R, tel qu'on ait la relation

$$\frac{mv}{e} = \mathrm{HR},$$

m étant la masse de la particule, *e* sa charge électrique, *v* sa vitesse initiale et H la valeur du champ (*voir* § 15). Si l'on ne considère que les rayons normaux à la plaque, ces rayons doivent donc décrire dans le plan de la figure des cercles qui coupent la plaque à angle droit.

H. Becquerel a montré que l'impression est constituée par une large bande diffuse, véritable spectre continu, montrant que le faisceau de rayons déviables émis par la source se compose de radiations inégalement déviables. Si l'on recouvre la gélatine de la plaque de divers écrans absorbants (papier, verre, métaux), une portion du spectre se trouve supprimée, et l'on constate que les rayons les plus déviés par le champ magnétique, autrement dit, ceux qui donnent la plus petite valeur du rayon de la trajectoire circulaire, sont le plus fortement absorbés. Pour chaque écran l'impression sur la plaque ne commence qu'à une certaine distance de la source radiante, cette distance étant d'autant plus grande que l'écran est plus absorbant. La figure 3 (*Pl. III*) représente une photographie obtenue avec des écrans de papier, d'aluminium et de platine posés sur la plaque. On obtient des résultats analogues en recouvrant la cuve d'écrans d'épaisseur variable. Ces expériences montrent clairement que les rayons β les plus pénétrants sont ceux qui sont le moins déviés par le champ, et dont la trajectoire a le plus grand rayon de courbure. Ces rayons, d'après la théorie, sont ceux dont la vitesse est la plus grande.

On peut déterminer approximativement, pour un écran donné, la limite de l'impression du côté de la source. Cette limite correspond aux rayons les plus absorbables parmi tous ceux qui peuvent traverser l'écran considéré. La distance de la limite de l'impression à la source représente pour ces rayons le double du rayon de cour-

bure. Voici les nombres obtenus par H. Becquerel pour le rayonnement du radium et pour divers écrans :

Matière.	Épaisseur en millimètres.	Valeur limite inférieure du produit HR pour les rayons transmis.
Papier noir	0,065	780
Aluminium	0,010	430
»	0,100	1190
»	0,200	1750
Mica	0,025	640
Verre	0,155	1330
Platine	0,030	1540
Cuivre	0,085	2055
Plomb	0,130	3080

Les nombres ainsi déterminés ne sont qu'approchés, car il n'est guère possible, avec le dispositif employé, d'éviter la présence de rayons obliques. Cependant on peut constater que le faisceau de rayons émis par le radium comprend des rayons pour lesquels le produit $\frac{mv}{e}$ varie dans de larges limites.

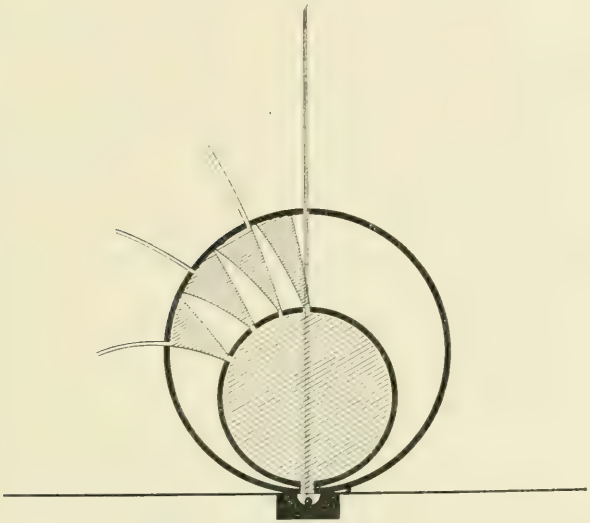
Si l'on tient compte des rayons obliques, on peut démontrer que tous les rayons qui sont émis dans diverses directions, dans un même plan passant par le champ, viennent couper la plaque suivant un arc d'ellipse qui admet la direction du champ comme grand axe et la source comme centre. La plus extérieure de ces ellipses est celle qui correspond aux rayons émis dans un plan normal à la plaque et passant par le champ; elle a pour demi-axes 4R suivant la direction du champ, et 2R suivant la direction perpendiculaire. Le demi-axe de l'ellipse extérieure normal au champ peut donc en ce cas donner une valeur approchée du rayon de courbure de la trajectoire des rayons émis normalement à la direction du champ.

Pour séparer les différents rayons β du radium, H. Becquerel employait le dispositif suivant [1] : la matière active est placée dans une rainure étroite et profonde creusée dans un petit bloc de plomb (*fig.* 96); on obtient ainsi une source linéaire de quelques

[1] BECQUEREL, *Comptes rendus*, 1901.

millimètres de longueur, que l'on place horizontalement et parallèlement au champ. Une plaque photographique verticale et normale au champ est placée au-dessus de la source. Contre la plaque photographique on dispose, en contact avec celle-ci, un premier écran formé par la surface latérale d'un cylindre circulaire droit. Cet

Fig. 96.



écran est percé d'une série de fentes parallèles aux génératrices du cylindre, et dont l'une est en face de la source. Un deuxième écran, formé de la même manière mais de rayon plus petit, est disposé intérieurement au premier et également appliqué sur la plaque. La source S et deux fentes A et B définissent une surface cylindrique sur laquelle s'enroulent toutes les trajectoires des rayons, qui passent par les fentes et viennent atteindre la plaque sur le contour de la circonférence de base de cette surface. La source et les fentes étant de petite longueur, les rayons de courbure des trajectoires considérées diffèrent très peu du rayon de la circonférence de base, qui serait la trajectoire d'un rayon passant par les fentes dans un plan normal au champ. Tout se passe donc comme si la trajectoire d'un tel rayon se trouvait reproduite sur la plaque. Par ce procédé, des rayons β simples se trouvent isolés au delà du deuxième écran; ces rayons ont des trajectoires

de courbure différente, correspondant à diverses combinaisons des fentes deux à deux.

Ce dispositif a été utilisé pour étudier le passage des rayons β au travers de la matière. On peut, par exemple, entourer d'une lame métallique l'écran extérieur. L'appareil est représenté dans la planche IV, figure 1.

La figure 2 (*Pl. IV*) représente une photographie obtenue par ce procédé. On y constate une forte impression générale produite sur la plaque en dedans du premier écran par les rayons émis dans toutes les directions; au delà du premier écran on aperçoit des faisceaux sortant par la première série d'ouvertures et comparables à des spectres; au delà du second écran apparaissent les rayons simples qui sortent par la deuxième série d'ouvertures, et dont les trajectoires circulaires peuvent facilement être prolongées de manière à passer par l'une des fentes de la première série et par la source. La trace du faisceau direct est due aux rayons γ.

107. Charge des rayons β du radium. — Les rayons cathodiques sont, comme l'a montré M. Perrin, chargés d'électricité négative (1). De plus ils peuvent, d'après les expériences de M. Perrin et de M. Lenard (2), transporter leurs charges au travers d'enveloppes métalliques réunies à la terre, et au travers de lames isolantes. En tout point où les rayons cathodiques sont absorbés, se fait un dégagement continu d'électricité négative. Nous avons constaté, P. Curie et moi, qu'il en est de même pour les rayons β du radium. *Les rayons β du radium sont chargés d'électricité négative* (3).

Étalons la substance radioactive sur l'un des plateaux d'un condensateur, ce plateau étant relié métalliquement à la terre; le second plateau est relié à un électromètre, il reçoit et absorbe les rayons émis par la substance. Si les rayons sont chargés, on doit observer une arrivée continue d'électricité à l'électromètre. Cette expérience, réalisée dans l'air, n'a pas permis de déceler

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXXI, p. 1130. — *Annales de Chimie et de Physique*, t. II, 1897.

(2) LENARD, *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 279.

(3) M. et Mme P. CURIE, *Comptes rendus*, 1900.

une charge des rayons, mais l'expérience ainsi faite n'est pas sensible. L'air entre les plateaux étant rendu conducteur par les rayons, l'électromètre n'est plus isolé et ne peut accuser que des charges assez fortes.

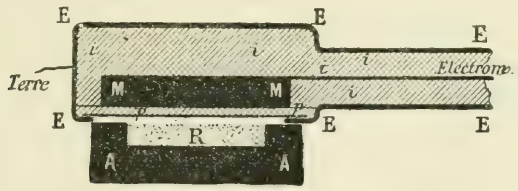
Pour que les rayons α ne puissent apporter de trouble dans l'expérience, on peut les supprimer en recouvrant la source radiante d'un écran métallique mince; le résultat de l'expérience n'est pas modifié ([1]).

Nous avons sans plus de succès répété cette expérience dans l'air en faisant pénétrer les rayons dans l'intérieur d'un cylindre de Faraday en relation avec l'électromètre ([2]).

On pouvait déjà se rendre compte, d'après les expériences qui précèdent, que la charge des rayons du produit radiant employé était faible par rapport aux charges libérées dans le gaz par l'action ionisante des rayons.

Pour constater un faible dégagement d'électricité sur le conducteur qui absorbe les rayons, il faut que ce conducteur soit bien isolé électriquement; pour obtenir ce résultat, il est nécessaire de

Fig. 97.



le mettre à l'abri de l'air, soit en le plaçant dans un tube avec un vide très parfait, soit en l'entourant d'un bon diélectrique solide. C'est ce dernier dispositif qui a été employé.

Un disque conducteur MM (*fig.* 97) est relié par la tige métal-

---

([1]) A vrai dire, dans ces expériences, on observe presque toujours une déviation à l'électromètre, mais il est facile de se rendre compte que ce déplacement est un effet de la force électromotrice de contact qui existe entre le plateau relié à l'électromètre et les conducteurs voisins; cette force électromotrice fait dévier l'électromètre, grâce à la conductibilité de l'air soumis au rayonnement du radium.

([2]) Le dispositif du cylindre de Faraday pourrait présenter quelques avantages dans le cas où il se produirait une forte diffusion des rayons par les parois frappées. On pourrait espérer ainsi recueillir et utiliser ces rayons diffusés.

lique *t* à l'électromètre : disque et tige sont complètement entourés de matière isolante *iiii*; le tout est recouvert d'une enveloppe métallique EEEE qui est en communication électrique avec la terre. Sur l'une des faces du disque, l'isolant *pp* et l'enveloppe métallique sont très minces; c'est cette face qui est exposée au rayonnement du sel de baryum radifère R, placé à l'extérieur dans une auge en plomb. L'enveloppe isolante doit être parfaitement continue. Toute fissure remplie d'air, allant du conducteur intérieur jusqu'à l'enveloppe métallique, est une cause de courant dû aux forces électromotrices de contact utilisant la conductibilité de l'air sous l'action du radium. Les rayons émis par le radium traversent l'enveloppe métallique et la lame isolante *pp*, et sont absorbés par le disque métallique MM. Celui-ci est alors le siège d'un dégagement continu et constant d'électricité négative que l'on constate à l'électromètre et que l'on mesure à l'aide du quartz piézoélectrique.

Le courant ainsi créé est très faible. Avec du chlorure de baryum radifère très actif formant une couche de $2^{cm^2},5$ de surface et de $0^{cm},2$ d'épaisseur, on obtient un courant de l'ordre de grandeur de 10^{-11} ampère, les rayons utilisés ayant traversé, avant d'être absorbés par le disque MM, une épaisseur d'aluminium de $0^{mm},01$ et une épaisseur d'ébonite de $0^{mm},3$.

On utilisait successivement du plomb, du cuivre et du zinc pour le disque MM, de l'ébonite et de la paraffine pour l'isolant; les résultats obtenus ont été les mêmes.

Le courant diminue quand on éloigne la source radiante R, ou quand on emploie un produit moins actif.

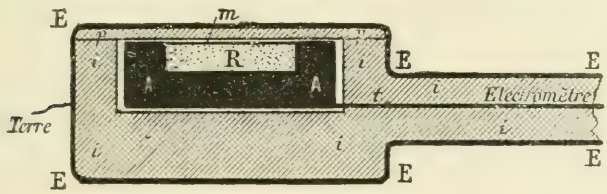
On obtient des résultats analogues en remplaçant le disque MM par un cylindre de Faraday rempli d'air, mais enveloppé extérieurement par une matière isolante. L'ouverture du cylindre, fermée par la plaque isolante mince *pp*, se trouve alors en face de la source radiante.

Enfin, on peut faire l'expérience inverse, qui consiste à placer l'auge de plomb avec le radium au milieu de la matière isolante et en relation avec l'électromètre (*fig.* 98), le tout étant enveloppé par l'enceinte métallique reliée à la terre. Dans ces conditions, on observe à l'électromètre que le radium prend une charge positive et égale en grandeur à la charge négative de la première expé-

rience. Les rayons du radium traversent la plaque diélectrique mince *pp* et quittent le conducteur intérieur en emportant de l'électricité négative.

Les rayons α du radium n'interviennent pas dans ces expériences, étant absorbés presque totalement par une épaisseur très

Fig. 98.



faible de matière. La méthode qui vient d'être décrite ne convient pas non plus pour l'étude de la charge des rayons du polonium, ces rayons étant également très peu pénétrants. L'expérience faite avec le polonium n'a permis d'observer aucun indice de charge ; mais, pour la raison qui précède, on ne pouvait tirer de cette expérience aucune conclusion.

Ainsi, dans le cas des rayons déviables β du radium, comme dans le cas des rayons cathodiques, les rayons transportent de l'électricité. On est donc amené à se servir, dans l'étude de l'émission des rayons déviables β du radium, de la même théorie que celle actuellement en usage pour l'étude des rayons cathodiques, et concevoir que le radium envoie dans l'espace des particules chargées négativement.

Un échantillon de radium, enfermé dans une enveloppe solide, mince, ne laissant pas passer les rayons α et parfaitement isolante, doit se charger spontanément à un potentiel très élevé, jusqu'à ce que la différence de potentiel avec les conducteurs environnants devienne suffisante pour empêcher l'éloignement des particules électrisées émises et amener leur retour à la source radiante. Mais la décharge disruptive pourra se produire auparavant. De plus, l'isolement n'étant jamais parfait, l'équilibre s'établit quand la vitesse de décharge arrive à compenser la vitesse de charge.

P. Curie a réalisé par hasard l'expérience suivante : un échan-

tillon de radium très actif était enfermé depuis longtemps dans une ampoule de verre. Pour ouvrir l'ampoule, P. Curie a fait un trait sur le verre. A ce moment il entendit nettement le bruit d'une étincelle et, en observant ensuite l'ampoule à la loupe, il aperçut que le verre avait été perforé par une étincelle à l'endroit où il s'était trouvé aminci par le trait. Le phénomène qui s'est produit là est exactement comparable à la rupture du verre d'une bouteille de Leyde trop chargée ([1]). Le même phénomène s'est reproduit avec une autre ampoule. De plus, au moment où l'étincelle a éclaté, P. Curie, qui tenait l'ampoule, ressentit dans les doigts la secousse électrique due à la décharge. Des observations analogues ont été publiées ensuite par d'autres observateurs ([2]).

Certains verres ont de bonnes propriétés isolantes. Si l'on enferme le radium dans une ampoule de verre scellée et bien isolante, on peut s'attendre à ce que cette ampoule à un moment donné se perce spontanément.

Nous voyons dans le radium le premier exemple d'un corps qui se charge spontanément d'électricité quand il est placé dans des conditions déterminées.

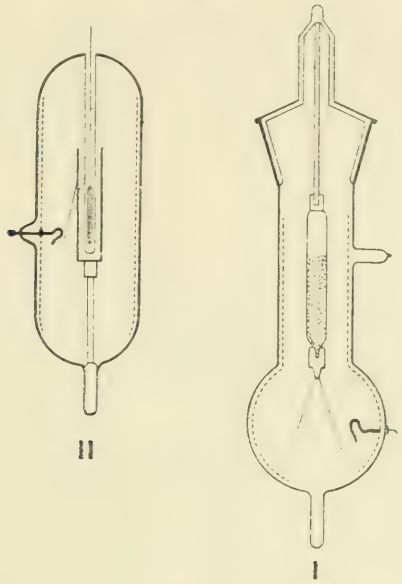
Le dispositif suivant dû à M. Strutt ([3]) permet de constater l'émission d'électricité par le radium au moyen de rayons pénétrants. L'appareil est une ampoule de verre (*fig.* 99, I) dans laquelle est soudée une tige isolante en quartz qui porte une ampoule de verre mince contenant le radium. Une paire de feuilles d'or, formant électroscope, est fixée à l'ampoule et communique avec le radium. Un très bon vide est fait dans l'ampoule. Par suite de l'émission de rayons β, celle-ci se charge positivement, et l'isolement étant bon, la charge est accusée par l'électroscope dont la feuille dévie et vient se décharger sur un bouton relié au sol. L'apport de charge étant continu, le feuille exécute un mouvement de va-et-vient continu. On peut aussi réaliser cette expérience en donnant à l'appareil la forme II. Le radium est introduit dans un tube soudé dans l'ampoule; les rayons β traversent

---

([1]) M. Curie, *Thèse de doctorat*. Paris, 1903.
([2]) Dorn, *Phys. Zeit.*, 1903.
([3]) Strutt, *Phil. Mag.*, 1903.

le tube, pénètrent dans l'ampoule et viennent charger le cylindre isolé par lequel ils sont absorbés. Quand on veut arrêter l'expérience, on retire le radium et l'on évite ainsi la rupture prématurée de la feuille mobile : par contre l'appareil est moins sensible, parce que les rayons β sont en partie absorbés par le verre de l'ampoule. Dans tous les cas, il est bon de munir l'ampoule sur sa

Fig. 99.



surface intérieure d'une toile métallique reliée au sol, destinée à assurer la protection électrostatique et à neutraliser l'effet de la charge des rayons β absorbée par le verre.

On a pu ainsi mettre en évidence la charge acquise par $0^g,5$ de sel de baryum radifère d'activité 100 fois seulement plus grande que celle de l'uranium. La divergence complète des feuilles était atteinte en 20 heures. Avec $0^g,1$ de sel de radium pur, l'écart maximum peut être obtenu en une fraction de minute.

Abstraction faite de la solidité de la feuille, cette expérience constituerait le premier exemple de *mouvement perpétuel*, si la radioactivité du radium était considérée comme constante. Mais, comme le radium éprouve selon toute probabilité une destruction

très lente, le mouvement doit en réalité devenir de plus en plus lent et s'éteindre progressivement.

Dans tout ce qui précède il a été question de la charge acquise par le radium par suite de l'émission de rayons β seulement. Nous verrons que ce n'est pas là le seul mode d'émission d'électricité par le radium. En plus de la charge négative émise avec les rayons β, le radium donne lieu à une émission d'électricité positive par les rayons α et à une émission de charges négatives incapables de traverser une enveloppe solide, même très mince. La charge totale que le radium pourrait acquérir en un temps donné s'il n'était entouré par aucune enveloppe solide et s'il était parfaitement isolé, dépend de l'importance relative des charges positive et négative émises dans des conditions déterminées.

Un premier essai de détermination en valeur absolue de la charge transportée en un temps donné par les rayons β du radium a été fait par M. Wien [1] avec 4^{mg} de bromure de radium. Ce sel était placé dans un creuset de platine fermé, suspendu par un fil isolant à l'intérieur d'une ampoule de verre, dans laquelle on avait fait un très bon vide. Le creuset de platine pouvait être mis en communication avec une électrode scellée dans le verre et réunie à un électromètre. Dans un bon vide le creuset atteignait un potentiel de 100 volts, et le courant de charge négative qui s'en échappait correspondait à $2,9.10^{-12}$ ampère. En admettant que chaque particule β transporte la charge élémentaire ($e = 10^{-20}$ unité électromagnétique environ), ce courant correspond à une émission de 10^{10} particules β environ par gramme de radium et par seconde. Mais on n'avait ainsi qu'une limite inférieure pour ce nombre, parce qu'une partie des particules β était absorbée par le platine et par le sel de radium lui-même.

M. Rutherford a effectué l'expérience de la manière suivante [2] : une tige de plomb de 4^{cm} de longueur et de 4^{mm} de diamètre était fortement activée par l'émanation du radium, le temps d'activation étant suffisant pour que le régime de la radioac-

---

(1) Wien, *Phys. Zeit.*, 1903.
(2) Rutherford, *Phil. Mag.*, 1905.

tivité induite fût atteint. Quand l'exposition était finie, l'activité de la tige était immédiatement comparée à celle d'une petite ampoule de verre, contenant une quantité connue de bromure de radium pur en équilibre radioactif; la comparaison des deux sources était faite avec l'emploi d'un même écran absorbant, et seuls les rayons pénétrants étaient utilisés pour la mesure. Ces rayons dans le rayonnement du radium ne proviennent que de la radioactivité induite en équilibre avec le sel; on peut donc se rendre compte à quelle quantité de radium pur correspond à l'état d'équilibre la radioactivité induite présente sur la tige. La tige est alors enveloppée d'une feuille d'aluminium ayant une épaisseur de $0^{mm},053$, juste suffisante pour arrêter les rayons α du radium; puis elle est installée comme électrode intérieure dans un vase cylindrique dans lequel on fait rapidement un très bon vide. L'électrode étant réunie à l'électromètre, on mesure à intervalles de temps déterminés le courant qui est obtenu quand un champ électrique est établi entre le vase et l'électrode dans les deux sens alternativement. Soient i_0 le courant dû à l'ionisation du gaz qui reste dans l'appareil, n le nombre des particules β émises par l'électrode en une seconde et e la charge d'une particule. Soient i_1 le courant observé quand le champ est dirigé vers l'électrode; i_2 le courant observé quand le champ a le sens contraire. On aura

$$i_1 = i_0 - ne,$$
$$i_2 = -i_0 + ne;$$

d'où

$$ne = \frac{i_1 + i_2}{2}.$$

L'activité de la tige décroît pendant l'expérience. La loi de cette décroissance étant connue, il est facile d'en tenir compte et de rapporter la valeur de la charge à l'activité initiale. On doit aussi remarquer que la charge totale émise par l'électrode est $2ne$, parce que la moitié des rayons β est émise vers la tige et absorbée par elle. En adoptant pour e la valeur $4,7.10^{-10}$ unité E. S., on déduit de la valeur de la charge que le nombre des particules β émises par seconde par le dépôt actif qui est en équilibre avec un gramme de radium est égal à $5,3.10^{10}$.

L'expérience est sujette à certaines causes d'erreur. En effet

les rayons β et γ qui s'échappent de l'électrode peuvent produire des rayons secondaires en frappant la tige de plomb qui porte le dépôt actif. Parmi ces rayons secondaires il y en a qui portent une charge négative; l'émission de charges négatives par l'électrode se trouve donc ainsi augmentée. Des rayons secondaires sont aussi émis par la surface interne du vase, mais comme peu d'entre eux peuvent atteindre l'électrode dont la surface est petite, leur effet n'est pas important. Enfin il faut tenir compte de ce fait qu'un certain nombre de particules β sont absorbées par la feuille d'aluminium mince qui enveloppe la tige.

Pour diminuer la cause d'erreur due aux rayons secondaires, M. Makower [1] a disposé l'expérience ainsi qu'il suit. La source de rayons β est un tube de verre mince qui contient de l'émanation du radium et qui est enveloppé d'une feuille très mince d'aluminium. Ce tube sert d'électrode, il est réuni à une batterie de 20 éléments et placé suivant l'axe d'un cylindre en laiton, isolé et relié à l'électromètre; le tout est enfermé dans un vase de verre argenté intérieurement dont la surface conductrice est reliée au sol et dont la fermeture est étanche. L'activité du tube à émanation est comparée à celle d'une ampoule fermée contenant du radium, au moyen de l'émission de rayons pénétrants. Si le radium dans l'ampoule est en équilibre avec l'émanation et le dépôt actif, et si l'émanation dans le tube est en équilibre avec le dépôt actif, le rayonnement pénétrant mesuré dans les deux cas, dans les mêmes conditions, est proportionnel à la quantité d'émanation et correspond par suite à une quantité de radium en équilibre avec cette même quantité d'émanation. Le nombre des particules β obtenues par gramme de radium et par seconde a été $3,68.10^{10}$ et $3,41.10^{10}$ dans deux expériences consécutives avec un tube de verre dont la paroi avait $0^{mm},078$ d'épaisseur, et en admettant pour la charge élémentaire le nombre $4,7.10^{-10}$ unité électrostatique. Dans ces expériences l'émission de rayons secondaires est considérée comme n'ayant pas d'influence appréciable sur le résultat, parce que le tube de verre est trop mince pour en émettre notablement, et parce que, parmi ceux qui sont

---

(1) MAKOWER, *Phil. Mag.*, 1909.

émis par le cylindre de laiton, une petite fraction seulement peut se trouver absorbée par le tube servant d'électrode. Mais une correction importante est nécessitée par ce fait que les particules β sont en partie absorbées par le verre du tube; on sait, en effet, que le rayonnement du dépôt actif comprend des rayons β très absorbables, qui sont arrêtés par une faible épaisseur de matière. En se basant sur des expériences d'absorption, M. Makower a évalué à environ 10^{11} le nombre des particules β émises en une seconde par le dépôt actif en équilibre avec 1^{g} de radium.

Ce nombre n'est relatif qu'aux rayons β proprement dits, c'est-à-dire aux particules chargées négativement, et ayant une vitesse suffisante pour ioniser le gaz. Nous verrons que les corps radioactifs, et en particulier le radium, donnent aussi lieu à une émission de charges négatives, portées par des particules dont la vitesse est insuffisante pour qu'elles puissent se comporter comme des rayons ionisants. Ces particules, nommées quelquefois rayons δ, n'interviennent pas dans les expériences dont il vient d'être question, parce qu'elles ne peuvent traverser ni le verre ni l'aluminium, même sous très faible épaisseur. Cependant la charge émise sous cette forme par unité de temps est très importante (*voir* § 184).

108. **Action du champ électrique sur les rayons β.** — L'action du champ électrique sur les rayons β pouvait être prévue d'après les expériences précédemment décrites. Les rayons déviables β du radium, étant assimilés à des rayons cathodiques, doivent être déviés par l'action d'un champ électrique de la même façon que ces derniers, c'est-à-dire comme le serait une particule matérielle chargée négativement et lancée dans l'espace avec une grande vitesse. L'existence de cette déviation a été montrée, d'une part, par M. Dorn [1], d'autre part, par H. Becquerel [2].

L'expérience réalisée par H. Becquerel est en principe celle qui a été décrite dans le § 15. Deux plateaux rectangulaires verticaux, de $3^{cm},45$ de hauteur, étaient placés parallèlement à une distance de 1^{cm} l'un de l'autre; l'un des plateaux était réuni au

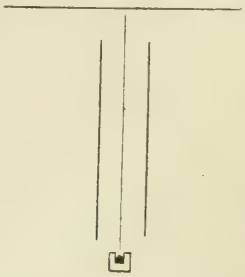
---

(1) Dorn, *Abh. Halle*, mars 1900.

(2) Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 819.

sol et l'autre était chargé au moyen d'une machine électrique (*fig.* 100). La matière active se trouvait dans une cuve linéaire parallèle aux plateaux et placée dessous eux, de telle manière que la partie moyenne du faisceau coïncidât avec un plan parallèle

Fig. 100.



aux plateaux et situé à égale distance de ceux-ci. Une plaque photographique horizontale enveloppée de papier noir était fixée en dehors du champ à $1^{cm},2$ au-dessus des plateaux. Le faisceau large et diffus des rayons émis éprouvait dans le champ électrique une déviation difficile à mesurer. On a disposé alors, exactement au-dessus de la source linéaire, un écran plat très mince en mica, très bien isolé. Cet écran qui dépassait les limites du champ et s'approchait très près de la plaque photographique, à laquelle il était normal, donnait sur celle-ci une ombre rectiligne très étroite quand le faisceau n'était pas dévié. Au contraire, quand le champ était établi, une partie du faisceau était arrêtée par l'écran, et celui-ci projetait sur la plaque une ombre dont la direction indiquait le sens de la déviation; la limite de cette ombre correspondait à la déviation de ceux des rayons les moins déviés par le champ électrique qui donnent encore une impression au travers du papier noir. Soit δ cette déviation, l la longueur du champ, h son intensité, e la charge d'une particule, m sa masse, v sa vitesse et d la distance de la plaque à la source; on a la relation (§ 15) :

$$\delta = \frac{eh}{mv^2} l \left(d - \frac{l}{2}\right).$$

Cette relation n'est pas ici réalisée très exactement, parce que la direction initiale du rayon est mal définie, et que le champ n'est

pas très uniforme. Elle permet toutefois d'obtenir une valeur approchée de δ et par suite du produit $\frac{mv^2}{e}$, les dimensions de l'appareil et l'intensité du champ électrique étant connues.

109. **Rapport de la charge à la masse pour une particule chargée négativement émise par le radium.** — L'étude de l'action d'un champ magnétique uniforme sur les rayons β peut fournir la valeur du rayon de courbure de la trajectoire d'un rayon émis normalement au champ, et par suite la valeur du produit $\frac{mv}{e}$ relatif à ces rayons. L'étude de l'action du champ électrique sur les mêmes rayons peut, ainsi que nous venons de le voir, fournir la valeur du produit $\frac{mv^2}{e}$. Connaissant $\frac{mv}{e}$ et $\frac{mv^2}{e}$ nous pouvons calculer les valeurs de $\frac{e}{m}$ et de v, ainsi qu'on l'avait fait auparavant pour les rayons cathodiques.

Les mesures de H. Becquerel ont permis d'obtenir une première valeur approchée du rapport $\frac{e}{m}$ et de la vitesse v pour les rayons β du radium. La difficulté principale provenait de l'hétérogénéité du faisceau et de l'incertitude relative à la correspondance de la déviation magnétique et de la déviation électrique. Becquerel estima que pour les rayons dont il avait mesuré la déviation électrique, le produit HR devait avoir la valeur 1600 environ. On trouve en ce cas

$$\frac{e}{m} = 10^7 \text{ unités E.M.}, \qquad v = 1,6 . 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Ce résultat complète la série des expériences qui ont établi l'analogie des rayons β avec les rayons cathodiques, et nous pouvons d'après cela considérer définitivement les rayons β comme des électrons libres en mouvement. Les rayons β sont cependant des rayons genre cathodique d'une vitesse particulièrement grande. On sait, en effet, que les rayons cathodiques des tubes de Crookes ont des vitesses comprises entre 10^9 et $10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. La vitesse des rayons β du radium est plus élevée, et nous verrons que pour certains rayons elle se rapproche beaucoup de la vitesse de la lumière. Le pouvoir pénétrant de rayons genre cathodique croît d'ailleurs très rapidement avec la vitesse, et c'est ainsi que s'explique le

grand pouvoir pénétrant des rayons β, comparé à celui très faible des rayons cathodiques. On peut se demander par quel procédé un électron contenu dans la matière peut acquérir une vitesse aussi grande, et il semble probable que la vitesse n'est pas acquise au moment de l'expulsion, mais que les électrons faisant partie des atomes possèdent un mouvement de rotation ou d'oscillation très rapide, et qu'ils conservent leur vitesse quand ils se trouvent accidentellement expulsés de l'atome.

M. Kaufmann a effectué des expériences précises en vue de mesurer le rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons β du radium [1]. Ce travail avait pour but de contrôler les prévisions des théories modernes du mouvement d'une particule électrisée; d'après ces théories la masse d'une telle particule n'est pas une constante, mais une fonction croissante de la vitesse (*voir* § 21). On pouvait espérer vérifier cette conclusion en étudiant les rayons β dont la vitesse est très grande. M. Kaufmann a soumis un faisceau très étroit de rayons du radium à l'action simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique, les deux champs étant uniformes et ayant une même direction, normale à la direction primitive du faisceau. L'impression produite sur une plaque normale au faisceau primitif et placée au delà des limites du champ par rapport à la source, prend la forme d'une courbe dont chaque point correspond à l'un des rayons du faisceau primitif hétérogène. Les rayons les plus pénétrants et les moins déviables sont d'ailleurs ceux dont la vitesse est la plus grande.

Il résulte de ces expériences que, pour les rayons du radium dont la vitesse est notablement supérieure à celle des rayons cathodiques, le rapport $\frac{e}{m}$ va en diminuant quand la vitesse augmente.

Voici comment était disposée l'expérience. La source radiante est un très petit grain de sel de radium placé en C au fond d'un vase de laiton (*fig.* 101). Les rayons émis passent entre deux plateaux parallèles, très rapprochés, formant condensateur (distance des plateaux $1^{mm},2$) et placés verticalement au-dessus de la source. A la sortie du condensateur les rayons passent par un trou de $0^{mm},2$ de diamètre pratiqué dans le diaphragme D, et poursuivent

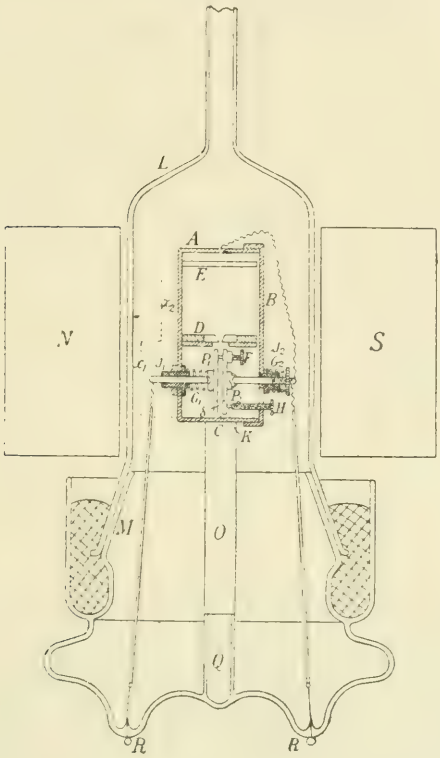
---

[1] KAUFMANN, *Ann. d. Physik*, 1906.

leur chemin jusqu'à la plaque photographique E enveloppée d'une feuille d'aluminium mince.

Un champ électrique constant est établi entre les plateaux du condensateur. Le vase est placé entre les pôles d'un aimant qui

Fig. 101.

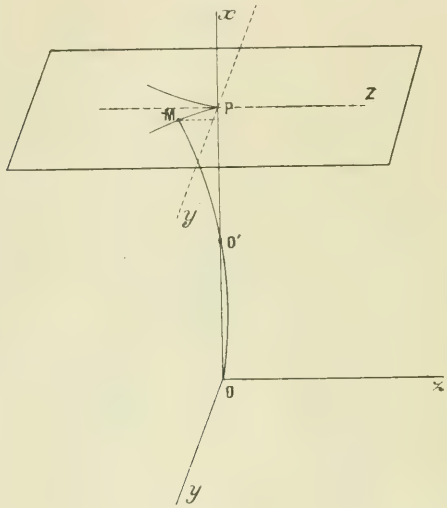


produit dans toute la région occupée par le vase un champ uniforme et parallèle au champ électrique. On fait un très bon vide dans le vase pour pouvoir établir un champ électrique intense, et pour éviter la diffusion des rayons par l'air. Le sel doit être sec pour éviter autant que possible le dégagement d'émanation. Les distances entre la source et le diaphragme, d'une part, le diaphragme et la plaque d'autre part, n'étaient que de 2^{cm} environ, et la différence de potentiel entre les plateaux était 2000 à 5000 volts.

En l'absence de champ magnétique et de champ électrique, la

source ponctuelle O et l'ouverture O′ déterminent un faisceau rectiligne étroit qui marque sa trace au point P de la plaque (*fig.* 102). Quand les champs sont établis suivant Oy, chacun des rayons du faisceau hétérogène suit une trajectoire différente. En vertu de l'action du champ magnétique seul, un rayon tend à être dévié suivant la direction Oz dans le plan Oxz; en vertu de l'action du champ électrique seul, un rayon serait dévié sui-

Fig. 102.

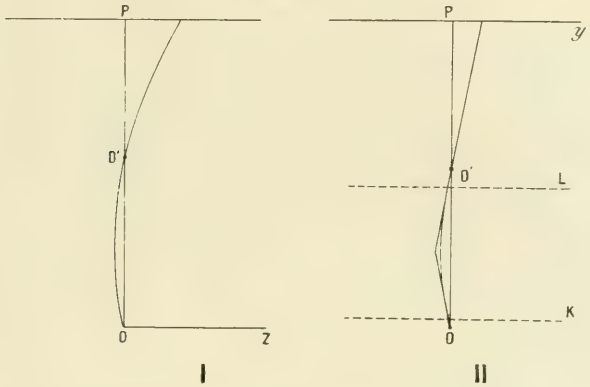


vant la direction Oy dans le plan Oxy. Par l'action simultanée des deux champs, le rayon décrit une courbe plus complexe et vient frapper la plaque en un point M dont les coordonnées z et y dans le plan de la plaque, par rapport à l'origine P et à des axes parallèles à Oz et Oy, se nomment *déviation magnétique* et *déviation électrique* du rayon. L'ensemble des points obtenus pour les divers rayons forme une courbe continue, et par renversement du champ électrique on obtient la courbe symétrique de la précédente par rapport à la direction Oz.

Il est facile de calculer la valeur de z et de y quand les déviations sont faibles; on peut, en effet, admettre, en ce cas, qu'elles sont indépendantes l'une de l'autre. Admettons de plus que chacun des champs soit uniforme. En vertu de l'action du champ magné-

tique seul, la trajectoire du rayon serait un arc de cercle passant par les points O et O′ et ayant un rayon R tel que l'on ait $HR = \frac{mv}{e}$, H étant la valeur du champ (*fig.* 103, I). On a, de plus, en dési-

Fig. 103.



gnant les distances OP et OO′ par d et l, la relation géométrique approchée

$$z = \frac{d(d-l)}{2R},$$

d'où

$$z = \frac{e}{mv}\,\frac{Hd}{2}(d-l).$$

Si le champ n'est pas absolument uniforme sur toute la longueur du parcours, on peut faire un calcul plus complet qui conduit à la relation

$$z = \frac{e}{mv}M,$$

M étant une quantité qui peut être calculée, quand on connaît les dimensions de l'appareil et la valeur du champ magnétique en chaque point de la trajectoire.

La déviation électrique y, étant très petite, peut être calculée en supposant que la vitesse reste normale au champ et que, par suite, le déplacement δ que subit dans la direction du champ la particule, est donné pour un temps t par l'expression

$$\delta = \frac{eh}{m}\,\frac{t^2}{2},$$

où h est la valeur du champ supposé uniforme, et $\frac{eh}{m}$ l'accélération du mouvement. Si l'on désigne par l' la longueur du champ, on obtient

$$\delta = \frac{eh}{mv^2}\frac{l'^2}{2}.$$

Dans la région KL occupée par le champ (*fig.* 103, II), la trajectoire est un arc de parabole ayant comme axe la perpendiculaire élevée au milieu de KL qui coïncide avec le milieu de OO'. En dehors de cette région la trajectoire est constituée par les deux portions rectilignes des tangentes aux deux extrémités de cet arc de parabole ; la première de ces tangentes passe par le point O, la deuxième passe par le point O' et forme le trajet final du rayon jusqu'à la plaque photographique. La relation géométrique

$$\frac{y}{d-l} = \frac{\delta}{l'}$$

conduit à la formule

$$y = \frac{eh}{mv^2}\frac{l'}{2}(d-l).$$

Si l'on tient compte de ce que le champ électrique ne passe pas brusquement de la valeur o à la valeur h aux limites du condensateur, on obtient une formule de la forme

$$y = \frac{eh}{mv^2}\mathrm{N}.$$

N étant une quantité qui peut être calculée quand on connaît la loi de variation du champ le long de la distance OO'.

Les valeurs de z et de y obtenues par ce procédé sont encore susceptibles d'une correction résultant de ce que les actions des deux champs ne sont pas indépendantes, mais simultanées, et de ce que la déviation magnétique n'est pas assez petite pour que le calcul approché, indiqué plus haut, soit applicable avec une exactitude suffisante. En désignant par z' et y' les valeurs corrigées de z et de y, on aura les relations

$$z' = \frac{e}{mv}\mathrm{M}, \qquad y' = \frac{e}{mv^2}\mathrm{N},$$

d'où

$$\frac{z'^2}{y'} = \frac{e}{m}\frac{\mathrm{M}^2}{\mathrm{N}}, \qquad \frac{z'}{y'} = v\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{N}} = \rho u\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{N}};$$

où u désigne la vitesse de la lumière et ρ le rapport $\frac{v}{u}$ de la vitesse d'un rayon β à celle de la lumière.

La courbe obtenue par l'expérience est représentée dans la figure 3, planche IV.

Cette courbe correspond à une certaine relation entre z' et y', c'est-à-dire entre $\frac{e}{m}$ et ρ. Si la vitesse de tous les rayons était la même, chaque branche serait une droite; cette condition n'est pas réalisée ainsi qu'on le savait précédemment. Si le rapport $\frac{e}{m}$ était le même pour tous les rayons, chaque branche de courbe serait un arc de parabole admettant le point P comme sommet et la ligne Pz comme tangente au sommet. Cette condition non plus n'est pas réalisée; le rapport $\frac{y'}{z'}$, au lieu de tendre vers o avec z', tend vers une valeur différente de o. Il est ainsi prouvé que le rapport $\frac{e}{m}$ va en diminuant avec la déviation du rayon et tend vers o en même temps que celle-ci.

Voici les valeurs de $\frac{e}{m}$ et de ρ qui se correspondent d'après les mesures de M. Kaufmann.

ρ.	$\frac{e}{m}$ unités électro-magnétiques.
0,94	0,63 . 10^7
0,91	0,77 »
0,86	0,975 »
0,83	1,17 »
0,79	1,31 »
0,72	1,49 »
0,59	1,68 »

Le nombre obtenu avec les rayons cathodiques est

$$\frac{e}{m} = 1,87 . 10^7 \qquad \text{pour} \qquad \rho = 0,2 \qquad \text{(Simon)}$$

et plus récemment

$$\frac{e}{m} = 1,77 \qquad \text{pour} \qquad \rho = 0,06 \text{ environ} \qquad \text{(Classen)}.$$

On peut d'ailleurs remarquer que, dans des mesures faites sur les rayons cathodiques de grande vitesse (jusqu'à $\rho = 0,5$), on

a pu observer une diminution du rapport $\frac{e}{m}$ [1]. Sur les clichés de M. Kaufmann on peut encore observer des rayons β qui correspondent à $\rho = 0,48$. Il ne semble donc pas exister de discontinuité de vitesse entre les rayons cathodiques et les rayons β. La vitesse pour laquelle $\rho = 0,5$ correspond, pour les rayons cathodiques, à un voltage de production très élevé (voisin de 100000 volts). Les expériences de M. Kaufmann nous apprennent qu'il existe des rayons β dont la vitesse est très voisine de celle de la lumière ($\rho > 0,9$).

Si nous admettons que chaque électron porte la même charge qui est la charge élémentaire, nous pouvons conclure que la masse d'un électron est une fonction croissante de sa vitesse. Ce résultat avait été prévu par la théorie du mouvement d'une particule électrisée (*voir* § 21). La forme de la fonction dépend de certaines hypothèses faites sur l'électron, mais dans tous les cas la masse est considérée comme ayant une origine uniquement électromagnétique; dans tous les cas aussi la masse a une valeur limite m_0 pour les vitesses faibles et tend vers l'infini quand la vitesse tend vers la vitesse de la lumière. Rappelons les formules les plus importantes qui donnent la valeur de la masse transversale, c'est-à-dire relative à une accélération dirigée à angle droit du mouvement.

On a

$$m = m_0 \varphi(\rho).$$

D'après la formule de M. Abraham relative à un électron sphérique rigide portant une charge superficielle uniforme et ayant un rayon a,

$$\varphi(\rho) = \frac{3}{4}\frac{1}{\rho^2}\left(\frac{1-\rho^2}{2\rho}\operatorname{Log}_e\frac{1+\rho}{1-\rho} - 1\right) \qquad \text{et} \qquad m_0 = \frac{2}{3}\frac{e^2}{a}.$$

D'après la formule de M. Lorentz relative à un électron déformable qui éprouve une contraction dans le sens du mouvement,

$$\varphi(\rho) = (1-\rho^2)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{et} \qquad m_0 = \frac{2}{3}\frac{e^2}{a};$$

---

[1] STARKE, *Deutsch. Phys. Ges.*, 1903; HUPKA, *Deutsch. Phys. Ges.*, 1909.

dans les deux cas e est mesuré en unités électromagnétiques absolues et la valeur de m_0 est la même.

M. Kaufmann a constaté en premier lieu un accord général très bon de ses expériences avec la formule de M. Abraham, ce qui entraînait la conclusion que la masse est d'origine purement électromagnétique ; l'importance de cette manière de voir au point de vue de la mécanique a déjà été signalée. Il a de plus étudié l'interprétation de ses expériences au point de vue d'un choix entre les formules de M. Abraham et de M. Lorentz. Les courbes qui correspondent aux deux formules ne peuvent être distinguées que dans les régions qui correspondent aux vitesses les plus faibles. M. Kaufmann considérait que seule la formule de M. Abraham est compatible avec ses expériences, et que celle de M. Lorentz ne l'est pas.

La solution de cette question présente d'ailleurs une grande importance. On sait, en effet, que la formule de M. Lorentz est aussi celle à laquelle on aboutit quand on adopte la théorie dite de relativité.

Dans un travail plus récent M. Bucherer [1] est arrivé à des résultats expérimentaux, lesquels, à l'encontre de ceux de M. Kaufmann, sont favorables à la théorie de M. Lorentz. Un grain de sel de radium est placé en O au centre d'un condensateur plan formé par deux disques de 8^{cm} de diamètre, distants de $0^{mm},25$ seulement (*fig.* 104). Le champ magnétique H est parallèle aux plateaux du condensateur. Seuls peuvent sortir du condensateur les rayons qui conservent une direction parallèle aux plateaux; ces rayons sont ceux qui ont été émis parallèlement aux plateaux, et pour lesquels l'action du champ magnétique compense exactement celle du champ électrique; la condition nécessaire pour la compensation est donnée par l'égalité

$$\mathrm{H}ev \sin\alpha = eh,$$

H étant la valeur du champ magnétique, h celle du champ électrique, e la charge de la particule, v sa vitesse, et α l'angle de la vitesse initiale avec le champ magnétique.

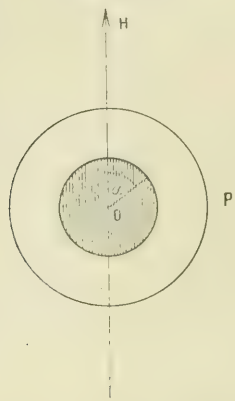
Les rayons sortis du condensateur subissent encore en dehors

---

[1] Bucherer, *Phys. Zeit.*, 1908.

de celui-ci une déviation par le champ magnétique seul, et viennent impressionner une pellicule photographique P qui forme la surface latérale d'un cylindre circulaire droit, ayant son centre au centre O du condensateur, son axe normal aux plateaux, et un diamètre de 16^{cm}. Les rayons d'une certaine vitesse ne peuvent sortir du con-

Fig. 104.



densateur que suivant une direction déterminée, et l'impression radiographique permet de calculer les valeurs de $\frac{e}{m}$ qui correspondent aux valeurs de v. On calcule ensuite les valeurs de $\frac{e}{m_0}$ qui se déduisent des valeurs de $\frac{e}{m}$ par l'emploi des formules théoriques. On constate que le rapport $\frac{e}{m_0}$ fourni par la formule de M. Lorentz offre une constance très remarquable quand ρ varie entre 0,32 et 0,69 environ; ce rapport reste compris entre 1,695 et 1,706. Quand on emploie la formule de M. Abraham, la concordance est moins bonne.

La valeur déduite de ces expériences pour $\frac{e}{m_0}$ est $1,73 . 10^7$ unités E. M. après correction relative à l'effet des bords du condensateur. Cette valeur n'est pas très éloignée de celle $1,773 . 10^7$ obtenue récemment par M. Classen [1].

Une nouvelle confirmation de la formule de M. Lorentz a été apportée par des expériences faites sur les rayons cathodiques

[1] Classen, *Phys. Zeit.*, 1908.

de grande vitesse, produits dans le vide parfait au moyen d'une cathode éclairée par la lumière ultraviolette, et accélérés par l'action d'un champ électrique intense [1].

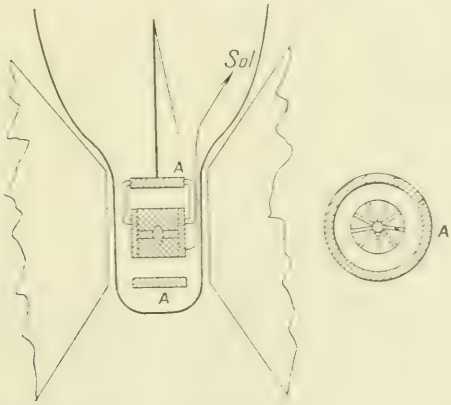
Considérons un électron, en repos ou en mouvement lent, constitué par une sphère de rayon a portant une charge superficielle e à distribution uniforme. On aura pour cet électron

$$a = \frac{2}{3}\frac{e}{m_0}e.$$

On trouve pour a une valeur de l'ordre de $1^{cm},4.10^{-13}$ centimètre et l'on a ainsi une confirmation de l'hypothèse que le diamètre d'un électron est extrêmement petit par rapport à celui d'un atome.

110. Distribution des rayons β du radium entre différentes vitesses. — La composition du rayonnement β a été étudiée par M. Paschen [2] au moyen du dispositif suivant (*fig.* 105). Un

Fig. 105.



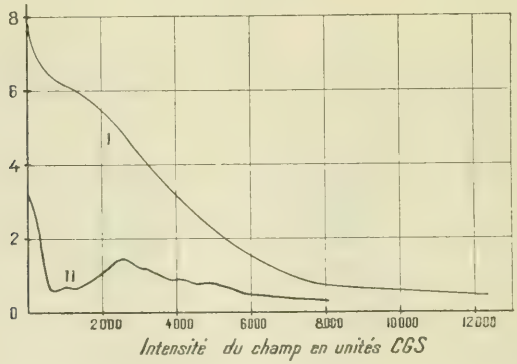
tube de verre mince petit et étroit contenant 15^{mg} de bromure de radium était placé suivant l'axe d'un système d'ailettes de plomb rectangulaires, disposées comme les sections par l'axe d'un cylindre circulaire droit de 2^{cm} de diamètre et de $2^{cm},2$ de longueur. Les rayons qui sortent du tube passent entre les ailettes et sont absorbés

(1) Hupka, *Deutsch Phys. Ges.*, 1909.
(2) Paschen, *Ann. d. Phys.*, 1904.

par un cylindre de plomb, extérieur au système d'ailettes et ayant même axe; le diamètre du cylindre A est égal à $3^{cm},7$ et l'épaisseur de sa paroi est de $5^{mm},5$; ce cylindre est très bien isolé et muni d'un électroscope, tandis que les ailettes et le tube à radium sont reliés au sol. L'appareil entier est placé dans un récipient en verre, dans lequel on fait un très bon vide. Un champ magnétique uniforme, parallèle à l'axe du tube, peut être établi dans toute la région occupée par le cylindre extérieur.

En l'absence du champ magnétique le cylindre A reçoit par unité de temps une charge que l'on peut mesurer en observant le mouvement de l'électroscope quand celui-ci est chargé alternativement à un potentiel positif ou négatif; ce procédé de mesures permet d'éliminer l'effet de l'ionisation résiduelle du gaz. Quand le champ magnétique est établi, les rayons β s'incurvent et certains d'entre eux sont absorbés par les ailettes. On peut construire la courbe (*fig.* 106, I) qui représente la charge q des rayons β reçus

Fig. 106.



par le cylindre en fonction du champ H; on peut aussi construire la courbe (*fig.* 106, II) qui représente la valeur de $\frac{dq}{dH}$, c'est-à-dire la proportion de rayons supprimés pour une augmentation de champ donnée; la vitesse de ces rayons peut être calculée quand on connaît les dimensions de l'appareil et l'intensité du champ. On a ainsi la proportion de rayons d'une vitesse donnée. Il faut cependant remarquer que les rayons les plus absorbables étaient arrêtés par le verre du tube à radium dont l'épaisseur était égale

à $0^{mm},5$. D'après M. Paschen les rayons β observés par M. Kaufmann et dont les vitesses sont comprises entre $2,12.10^{10}$ et $2,90.10^{10}$ $\frac{cm}{sec}$ se trouvent complètement déviés pour les champs compris entre 1875 et 4931 unités.

L'effet du champ étant encore parfaitement appréciable pour $H = 7000$ unités, le radium doit émettre des rayons β encore plus rapides que ceux signalés par M. Kaufmann. Le groupe de rayons déviés pour $H < 1000$ correspond à des rayons dont la vitesse est comparable à celle des rayons cathodiques. Ces rayons, s'ils étaient émis par le radium, pourraient produire une ionisation relativement intense dans le voisinage immédiat de la substance active, car on sait que le pouvoir ionisant des rayons cathodiques est considérable, et que le pouvoir ionisant des électrons plus rapides que les rayons cathodiques décroît quand la vitesse augmente. Toutefois les rayons lents observés par M. Paschen ne peuvent provenir directement du radium, parce qu'ils n'auraient pas pu traverser $0^{mm},5$ de verre; ce ne peuvent être que des rayons secondaires émis sur la face de sortie du verre ou sur les ailettes par l'action des rayons β et γ du radium, ou encore des rayons β du radium qui auraient éprouvé une grande diminution de vitesse en traversant le verre.

La charge qui est encore reçue par le cylindre pour les valeurs les plus fortes du champ, a été attribuée par M. Paschen aux rayons γ. Cette charge est très faible, et son origine ne peut être établie facilement. Cependant il semble plus probable qu'elle est due à des rayons secondaires produits par les rayons γ et non aux rayons γ eux-mêmes (*voir* § 140).

Le rayonnement β du radium se présente comme ayant une composition compliquée, et il n'est pas exclu que ce rayonnement ne puisse être composé de certains groupes de rayons émis de préférence avec des vitesses déterminées.

111. Action du champ magnétique sur les rayons des autres substances radioactives. — L'action du champ magnétique sur les rayons β n'a encore été étudiée pour aucune substance aussi complètement que pour le radium. Les dispositifs expérimentaux employés sont les mêmes que ceux qui ont été décrits pour les rayous dn β radium.

La présence de rayons facilement déviés par le champ dans le rayonnement de l'actinium a été observée par M. Debierne qui a trouvé en même temps que le rayonnement est très sensiblement homogène ([1]). Sur les épreuves qui mettent en évidence la déviation d'un faisceau de rayons étroits dans un champ magnétique, on n'aperçoit pas de dispersion notable du faisceau.

H. Becquerel a fait des expériences avec l'uranium par la méthode radiographique, et après un temps de pose très long (40 jours) il a pu obtenir la trace du faisceau dévié ([2]). Une épreuve de ce genre est représentée dans la figure 4, planche IV. Le faisceau dévié est seul visible sur le cliché, le faisceau de rayons peu sensibles à l'action du champ n'ayant jamais donné d'impression sur la plaque dans le cas de l'uranium. Le faisceau dévié semble homogène et ne présente pas de dispersion appréciable. La région du maximum d'impression est assez nette et permet une mesure de la déviabilité des rayons. Becquerel trouva pour le produit RH la valeur 1800, d'où il résulte que les rayons β de l'uranium ont une vitesse comparable à celle des rayons pénétrants du radium pour lesquels $v = 1,6 . 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

Becquerel a obtenu de même sur un cliché les faisceaux de rayons α et β du thorium séparés par l'action du champ magnétique. L'impression est très faible et n'a pu être étudiée en détail. L'action du champ magnétique sur le rayonnement du thorium avait été antérieurement observée par MM. Rutherford et Grier par la méthode électrique.

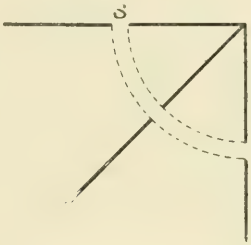
Une détermination de la déviation magnétique des rayons β de l'uranium a été faite par M. Schmidt par une méthode électrique ([3]). La source radiante était constituée par de l'uranium X; les rayons étaient assujettis à passer par un diaphragme constitué par trois plaques de laiton percées de fentes (*fig.* 107) égales entre elles. Les plaques étaient assemblées de telle manière que les fentes se trouvaient parallèles, et que leurs centres étaient sur une circonférence de rayon $2^{\text{cm}},2$ située dans un plan normal à leur direction et orienté verticalement. Sur la plaque supérieure hori-

---

([1]) Debierne, *Comptes rendus*, 1900.
([2]) Becquerel, *Comptes rendus*, 1902.
([3]) H. W. Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1909.

zontale la substance active était placée en S en face de la fente; le champ magnétique était parallèle à la direction des fentes. Pour une intensité convenable du champ, les rayons issus de la source verticalement vers le bas décrivaient une trajectoire circulaire de rayon $2^{cm},2$, passaient par les deux fentes inférieures et sortaient

Fig. 107.



par la plaque verticale. L'intensité du rayonnement émergent était mesurée au moyen d'un électroscope qui recueillait les rayons à leur sortie. On cherchait la valeur que devait avoir le champ magnétique pour que l'effet sur l'électroscope fût maximum. L'expérience était délicate parce que l'intensité du rayonnement était faible. La valeur de H qui correspond au maximum a été trouvée égale à 1870. En se servant de la relation de M. Lorentz

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0}(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$$

et de la valeur $\frac{e}{m_0} = 1,73.10^7$ unités électromagnétiques, pour les rayons β de l'uranium

$$v = 2,76.10^{10}\frac{\text{cm}}{\text{sec}},$$

$$\frac{e}{m} = 0,67.10^7 \text{ unités électromagnétiques.}$$

La valeur de v ainsi obtenue est notablement supérieure à celle indiquée par Becquerel.

La même méthode a été appliquée par M. Schmidt à l'étude de la déviation magnétique des rayons β du radioplomb [1]. Les

[1] H.-W. Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1907.

résultats obtenus ont été les suivants :

$$v = 2,31.10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}},$$

$$\frac{e}{m} = 1,08.10^{7} \text{ E.M.}$$

MM. Hahn et Bayer [1] ont examiné l'action du champ magnétique sur les rayons β émis par les substances dérivées du thorium. Le dispositif expérimental utilisé était analogue à celui qui avait servi antérieurement pour l'étude des rayons α et qui est représenté dans la figure 117. On donnait à la source active une forme linéaire; au-dessus de la source et à 2^{cm} de celle-ci se trouvait un écran percé d'une fente étroite parallèle à la source; à $2^{\text{cm}},5$ de la fente on plaçait une plaque photographique normale au plan passant par la source et la fente. L'expérience était faite dans le vide. Un champ magnétique de direction parallèle à la source se trouvait établi dans toute la région traversée par les rayons. En l'absence du champ l'impression obtenue est une bande étroite. En présence d'un champ magnétique faible (environ 100 gauss), on peut obtenir une bande non déviée due à l'action des rayons α et des bandes moins nettes mais parfaitement séparées formant un spectre magnétique discontinu, attribuable aux rayons β. On constate ainsi l'émission de trois groupes de rayons β appartenant respectivement au thorium X et aux deux constituants du dépôt actif, thorium A et thorium D (*voir* Chapitre XIV). Le rayonnement du mésothorium donne lieu à un spectre complexe, formé de plusieurs groupes. Ces résultats sont en accord avec les conclusions qui avaient été déduites antérieurement de l'étude de l'absorption du rayonnement (§ 114).

On doit à Becquerel quelques expériences faites par la méthode radiographique dans le but de s'assurer si la trajectoire d'un faisceau de rayons β dans un champ magnétique peut dépendre de la pression du gaz dans lequel a lieu la propagation du faisceau. Les expériences n'ont pas montré de différence entre les clichés obtenus dans l'air à la pression atmosphérique et ceux obtenus dans un vide aussi bon que possible. Les rayons utilisés étaient des

---

[1] Hahn et Bayer, *Phys. Zeit.*, 1910.

rayons de grande vitesse. Il est néanmoins utile d'opérer dans le vide pour éviter la dispersion des rayons.

112. Passage des rayons β au travers de la matière. — Les rayons β sont capables de traverser toute espèce de matière, mais en la traversant ils éprouvent une absorption qui dépend de l'épaisseur et de la nature de l'écran absorbant.

La particule β étant considérée comme un électron en mouvement, on peut se demander comment cette particule se comporte en traversant la matière composée d'atomes, lesquels sont considérés eux-mêmes comme des assemblages de particules chargées dont certaines sont des électrons. On peut imaginer qu'une particule β pourra pénétrer dans un atome et s'y trouver arrêtée, ce serait là une véritable absorption; ou bien elle sera déviée de son trajet primitif par l'action des forces de nature électromagnétique exercées sur elle par un atome qu'elle traverse ou à côté duquel elle passe; elle pourra aussi traverser l'atome sans absorption et sans déviation appréciable; en traversant un atome ou en passant dans son voisinage immédiat, elle pourra déterminer dans l'atome une perturbation qui aura pour effet de détacher un électron de l'atome; il y aura en ce cas formation d'ions, et si un électron est émis avec une grande vitesse, il constituera un rayon β secondaire. On voit que le passage des rayons β au travers de la matière se présente comme un phénomène dont la nature est *a priori* très compliquée. L'expérience a montré que ce phénomène n'est effectivement pas simple, et que tous les effets prévus précédemment sont probablement de nature à pouvoir se produire.

Considérons un faisceau étroit de rayons β constitué primitivement par des rayons parallèles; quand ce faisceau traverse un écran, certains des rayons qui le composent peuvent être déviés plus ou moins de leur trajet; on dit en ce cas qu'il y a *dispersion ou diffusion du faisceau.* Plus cette dispersion est importante, plus le trajet effectué par les rayons déviés à l'intérieur de la matière peut se trouver allongé, et en même temps augmente la probabilité pour qu'une particule déviée reste absorbée dans l'écran. La dispersion a donc pour effet de favoriser l'absorption.

Une question qui se présente encore est celle d'un changement possible de la vitesse des rayons lors du passage dans la matière.

Les rayons peuvent éprouver pendant ce passage une perte d'énergie. Si, par exemple, les rayons traversent un gaz, leur énergie est en partie utilisée pour produire l'ionisation des molécules rencontrées; de même une perte d'énergie peut être entraînée par des phénomènes analogues, résultant de la rencontre des rayons β avec les molécules d'un corps solide ou liquide. La perte d'énergie pourra se traduire soit par l'arrêt complet, soit seulement par une diminution de vitesse des rayons.

Les rayons β sont analogues aux rayons cathodiques, mais en raison de leur vitesse plus grande ils sont beaucoup plus pénétrants que ces derniers. Les rayons cathodiques des tubes de Crookes ne peuvent traverser que des écrans très minces (écrans d'aluminium jusqu'à $0^{mm},01$ d'épaisseur). Un faisceau de rayons qui arrive normalement sur l'écran est diffusé dans tous les sens, mais la diffusion est d'autant moins importante que l'écran est plus mince, et pour des écrans très minces il existe un faisceau sortant qui est sensiblement le prolongement du faisceau incident ([1]). Les rayons cathodiques éprouvent un changement de vitesse par suite du passage des écrans; quand un faisceau étroit de rayons homogènes est soumis à l'action d'un champ magnétique après avoir traversé un écran d'aluminium, on constate dans le faisceau la présence d'un ensemble de rayons inégalement déviés, dont les vitesses ont pour limite supérieure la vitesse du faisceau primitif homogène ([2]).

Les rayons β ayant une vitesse plus grande que celle des rayons cathodiques, traversent la matière plus facilement que ces derniers. Dans les expériences de P. Curie ils étaient observés dans l'air à la pression atmosphérique à une distance de $1^{m},57$ de la source, tandis que les rayons cathodiques sont absorbés par quelques millimètres d'air. Le rayonnement du radium transmis par une lame mince de plomb contient encore une forte proportion de rayons β ([3]).

Le mode de propagation d'un faisceau de rayons β du radium au travers de la matière a été mis en évidence par H. Becquerel dans des expériences très intéressantes faites par la méthode

---

([1]) Des Coudres, *Phys. Zeit.*, 1902.
([2]) Leithauser, *Acad. Berlin*, 1902.
([3]) M. Curie, *Thèse de Doctorat*, Paris, 1903.

radiographique [1]. Le dispositif expérimental permettait d'isoler des rayons β simples (*voir* § 106). Des écrans de nature et d'épaisseur variable pouvaient être posés sur la série d'ouvertures qui laissaient passer les rayons simples de vitesse différente. On constate que le faisceau transmis est d'autant plus pur et conserve d'autant mieux sa trajectoire, que la vitesse du rayon est plus grande et que l'épaisseur de l'écran est plus faible. Un faisceau primitivement étroit qui a été fortement diffusé par un écran, présente à la sortie l'aspect d'une houppe diffuse qui ne se prolonge guère au delà de l'écran. Pour un faisceau qui n'a pas éprouvé de diffusion appréciable, on constate, au contraire, très clairement la conservation de la courbure de la trajectoire.

D'après les expériences de H. Becquerel les rayons β très fortement déviables du radium (ceux dont la vitesse est relativement faible) sont fortement diffusés par un écran d'aluminium de $0^{mm},1$ d'épaisseur; mais les rayons pénétrants et peu déviables (rayons de grande vitesse; $RH = 7560$) traversent ce même écran sans diffusion sensible, et sans que le faisceau qu'ils constituent soit déformé, et cela quelle que soit l'inclinaison de l'écran par rapport au faisceau. Plus l'écran est épais et plus sa matière est absorbante, plus le faisceau déviable primitif est altéré, parce que, à mesure que l'épaisseur de l'écran croît, la diffusion commence à se faire sentir sur de nouveaux groupes de rayons de plus en plus pénétrants. Dans certaines expériences de H. Becquerel, les rayons qui sortaient des ouvertures du cylindre extérieur, pénétraient dans une couche de paraffine recouvrant ce cylindre et s'étendant au contact de la plaque photographique; le trajet des rayons se trouvait alors photographié dans la paraffine. Quand la couche de paraffine avait 2^{mm} d'épaisseur, les rayons les plus rapides traversaient cette couche avec un affaiblissement considérable, mais en conservant la courbure de leur trajectoire, tandis que les rayons moins rapides étaient absorbés. Quand la couche de paraffine avait 8^{mm} d'épaisseur, les rayons rapides ne la traversaient plus et s'arrêtaient à une profondeur de 2^{mm} environ; les rayons moins rapides pénétraient d'autant plus loin que leur vitesse était plus grande et s'arrêtaient brusquement; le point d'arrêt est marqué par un

---

[1] BECQUEREL, *Comptes rendus*, 1901.

maximum d'impression. Les clichés qui représentent ces expériences sont reproduits dans les planches IV et V. La figure 1, planche V est relative à l'absorption par l'aluminium (épaisseur $0^{mm},1$) et la figure 5, planche IV, à l'absorption par la paraffine sous une épaisseur de 2^{mm}.

L'air produit sur les rayons β du radium une diffusion qui est très sensible pour les rayons fortement déviables, mais qui est cependant bien moins importante que celle qui est due à des épaisseurs égales de matières solides traversées. C'est pourquoi les rayons β du radium se propagent dans l'air à de grandes distances.

Des expériences quantitatives sur la diffusion des rayons β seront décrites dans la suite de ce Chapitre.

113. Mesure du pouvoir pénétrant des rayons β. Loi exponentielle. — L'absorption des rayons β par la matière peut être évaluée de deux manières différentes. La première méthode consiste à mesurer l'ionisation produite dans un condensateur quand la matière active est recouverte par des écrans de nature et d'épaisseur variable. L'ionisation obtenue dépend non seulement du nombre des particules β qui entrent dans la chambre d'ionisation, mais aussi du nombre d'ions qu'une particule peut produire par unité de longueur de son trajet, et de la longueur du trajet. Le pouvoir ionisant d'une particule β est d'ailleurs une fonction très peu connue de sa vitesse et décroît quand celle-ci augmente. L'interprétation des expériences de ce genre ne peut donc se présenter d'une manière simple. En revanche la méthode est très sensible et peut s'appliquer à l'étude de rayonnements très faibles.

La deuxième méthode consiste à mesurer la charge des rayons β et permet, par conséquent, de déterminer le nombre de ces particules; elle nous fournit des conclusions très simples, mais elle ne peut s'appliquer qu'aux sources radioactives relativement intenses.

Quand on étudie l'absorption par la matière d'une radiation homogène telle que la lumière simple, on suppose généralement qu'un faisceau de rayons parallèles rencontre normalement une lame à faces parallèles. La diminution de l'intensité δ du faisceau sur une épaisseur dx de matière traversée est considérée comme proportionnelle à dx, à l'intensité, et à un coefficient μ caractérisant la

matière et nommé *coefficient d'absorption.* On a, par suite,

$$d\mathfrak{I} = -\mu\mathfrak{I}\,dx,$$
$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0 e^{-\mu x},$$

$\mathfrak{I}_0$ étant l'intensité initiale.

D'après cette loi l'intensité diminue en progression géométrique, quand l'épaisseur traversée croît en progression arithmétique. En particulier l'intensité diminue de moitié sur une épaisseur L telle que

$$L = \frac{\log 2}{\mu \log e},$$

où e est la base des logarithmes naturels et log le logarithme vulgaire.

Si un rayonnement est composé d'un certain nombre de radiations homogènes de même nature qui sont toutes absorbées suivant une loi analogue, on aura pour l'intensité $\mathfrak{I}$ de ce rayonnement

$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_1 e^{-\mu_1 x} + \mathfrak{I}_2 e^{-\mu_2 x} + \ldots,$$

$\mathfrak{I}_1, \mathfrak{I}_2, \ldots$ étant les intensités initiales des divers groupes de rayons, $\mu_1, \mu_2, \ldots$ les coefficients d'absorption des rayons des divers groupes.

Ainsi pour une radiation homogène on obtient une loi exponentielle simple; pour un ensemble de radiations on obtient une loi plus complexe qui tend vers une exponentielle simple, celle qui correspond à la valeur minimum de μ, quand croît l'épaisseur de matière traversée.

On peut imaginer qu'un faisceau de rayons parallèles de nature corpusculaire se trouve absorbé par un écran normal à sa direction suivant une loi exponentielle simple, caractérisée par le coefficient μ, chaque corpuscule conservant une direction du mouvement invariable et subissant un arrêt complet après un parcours qui peut varier d'un corpuscule à l'autre. On pourra définir, en ce cas, un *parcours moyen* des corpuscules étudiés; un raisonnement semblable à celui qui a été utilisé pour établir la relation entre la constante radioactive et la vie moyenne (§ 91) montre que ce parcours moyen est égal à $\frac{1}{\mu}$.

En ce qui concerne l'étude du pouvoir pénétrant des rayons β,

il ne faut pas perdre de vue que l'on n'aura pas en général un faisceau de rayons normaux à l'écran. Même si un tel faisceau a été réalisé, au moyen de diaphragmes convenables, il ne conserve pas sa forme primitive, et subit une diffusion en traversant les écrans absorbants. Les rayons qui pénètrent dans l'appareil de mesure sont ceux qui n'ont été ni arrêtés dans la matière ni complètement détournés de leur trajet. Dans ces conditions l'application du calcul précédent ne résulte d'aucune interprétation simple des phénomènes.

Quand on veut mesurer l'intensité des rayons β, il faut prendre soin d'exclure l'effet des rayons α qui peuvent être également émis par la source. Dans ce but on recouvre la source d'un écran d'aluminium d'épaisseur convenable (environ $0^{mm},05$), mais on supprime ainsi en même temps certains rayons β très absorbables. Une petite proportion de rayons γ accompagne généralement les rayons β; leur effet est relativement faible, et l'on peut en tenir compte.

Voici des exemples de divers dispositifs de mesures employés pour l'étude de l'absorption par le moyen de l'ionisation produite dans le gaz traversé par le rayonnement. La chambre d'ionisation peut être un condensateur à plateaux horizontaux; le plateau inférieur porte la matière active sur laquelle on pose les écrans. On peut aussi employer un condensateur à plateaux verticaux sous lequel on place la substance. Le plateau qui porte la matière peut aussi être fixé sur un électroscope et entouré d'un vase formant chambre d'ionisation. Enfin la matière peut agir de l'extérieur sur la cage d'un électroscope ou sur une chambre d'ionisation, dont le fond est constitué par une feuille d'aluminium mince.

Quand on mesure la charge des rayons β, on les laisse pénétrer au travers de l'écran absorbant dans un vase vide d'air, où ils sont absorbés par une électrode métallique réunie à un électromètre.

Dans tous les cas on doit prendre en considération la cause d'erreur qui consiste en une production possible de rayons secondaires.

114. **Loi d'absorption des rayons β.** — Bien que l'application d'une loi exponentielle à l'absorption d'un rayonnement β par la matière ne semble pas susceptible d'une interprétation simple,

une telle loi a néanmoins pu être mise en évidence, avec une assez grande approximation, pour l'absorption des rayons β qui se comportent comme homogènes dans un champ magnétique. Les premières expériences à ce point de vue ont été faites par M. Rutherford sur le rayonnement de l'uranium ([1]).

Ces expériences ont montré que le rayonnement de l'uranium se compose de deux groupes de rayons; quand le premier groupe très absorbable a été supprimé par un écran d'épaisseur convenable, le rayonnement bien plus pénétrant qui subsiste décroît en fonction de l'épaisseur de la matière traversée suivant une loi exponentielle simple. Si l'on porte en abscisses l'épaisseur de l'écran, et en ordonnées le logarithme de l'intensité du rayonnement, on obtient une ligne très sensiblement droite dont l'inclinaison permet de calculer le coefficient d'absorption μ. On trouve ainsi $\mu = 14 \frac{1}{\text{cm}}$ pour l'aluminium et $\mu = 122 \frac{1}{\text{cm}}$ pour le plomb. Le pouvoir absorbant d'une matière semble dépendre surtout de sa densité et croît avec celle-ci.

Ces résultats ont été confirmés par différents expérimentateurs. Les lois d'absorption pour différentes matières sont des lois exponentielles simples; toutefois, pour les métaux lourds, on remarque au début une diminution d'intensité plus rapide que celle qui convient à la loi exponentielle établie ensuite ([2]). Cette chute initiale peut s'expliquer par la production de rayons secondaires sur la face de l'écran frappée par les rayons primaires; ces rayons seraient plus absorbables que les rayons primaires et pourraient traverser les écrans minces seulement. Le même effet serait obtenu par la réflexion diffuse des rayons β sur la face d'entrée de l'écran; la perte de rayonnement transmis qui en résulte est relativement plus importante quand l'épaisseur de l'écran est faible.

Enfin on sait actuellement qu'en dehors du groupe de rayons β pénétrants, l'uranium émet aussi un rayonnement très absorbable distinct du rayonnement absorbable principal observé en premier lieu ([3]), ([4]). Ce rayonnement peut être étudié indépendamment

---

([1]) Rutherford, *Radioactivity*.
([2]) Crowther, *Phil. Mag.*, 1906.
([3]) Schlundt et Moore, *Phil. Mag.*, 1906.
([4]) Hess, *Wien. Ber.*, 1907.

du rayonnement principal, parce qu'il appartient non à l'uranium lui-même, mais à l'uranium X avec lequel il peut être séparé. La nature de ce rayonnement a été discutée; il avait été primitivement considéré comme un rayonnement α. Mais l'étude de son absorption et de l'action qu'il subit dans un champ magnétique a prouvé qu'il s'agit de rayons β (1), (2).

La loi d'absorption du rayonnement β total a été étudiée par M. Schmidt pour l'aluminium. La courbe qui représente le logarithme de l'intensité du rayonnement en fonction du temps indique d'abord une baisse rapide, suivie d'une loi de décroissance plus lente et linéaire. Quand l'épaisseur d'aluminium traversée dépasse $0^{mm},1$, le rayonnement pénétrant subsiste seul, caractérisé par une loi d'absorption exponentielle; de cette loi on peut déduire les valeurs de ce rayonnement pour des épaisseurs d'aluminium inférieures à $0^{mm},1$. Si l'on retranche l'intensité du rayonnement pénétrant, ainsi extrapolée, de l'intensité totale, la différence représente un rayonnement qui est absorbé suivant une loi exponentielle simple avec un coefficient $\mu = 510$. Le rayonnement β de l'uranium semble donc composé de deux groupes homogènes, et l'ionisation produite après le passage d'une épaisseur x de matière est représentée par une somme de deux exponentielles. L'ionisation relative, due à chaque espèce de rayons, dépend d'ailleurs de la manière dont ces rayons sont utilisés dans la chambre d'ionisation. On avait avec le dispositif expérimental utilisé :

$$\mathfrak{I} = 16,5(1,8e^{-510x} + e^{-14,4x}).$$

D'après les expériences de M. Debierne, les rayons β émis par l'actinium se comportent dans un champ magnétique comme des rayons homogènes. Le passage de ces rayons au travers de la matière a été l'objet d'une étude de M. Godlewski (3), qui a trouvé que la loi d'absorption est dans tous les cas une loi exponentielle simple qui se maintient quand le rayonnement varie dans le rapport de 100 à 1. Les rayons de l'actinium sont plus absorbables

(1) Levin, *Phys. Zeit.*, 1907.
(2) Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1909.
(3) Godlewski, *Phil. Mag.*, 1905.

que ceux de l'uranium; leur coefficient d'absorption pour l'aluminium est égal à 33.

M. Hahn et Mlle L. Meitner ont montré l'existence de deux autres groupes de rayons β très absorbables dans le rayonnement de l'actinium (1).

L'étude des rayons β du radioplomb a été faite par M. Schmidt qui a trouvé que ces rayons se présentent comme sensiblement homogènes (2). La loi d'absorption obtenue n'était cependant pas strictement exponentielle; le coefficient d'absorption pour l'aluminium, égal à 40, augmentait avec l'épaisseur de matière traversée; toutefois après forte absorption on observe un résidu de rayons beaucoup plus pénétrants. La forme de la courbe représentative de la loi d'absorption varie un peu avec la nature de la matière absorbante, et même avec le dispositif expérimental employé, par exemple avec la distance des écrans à la source.

Cette même observation a été faite par M. Hahn et Mlle L. Meitner (3), qui ont émis l'opinion qu'une substance radioactive simple n'émet qu'une espèce de rayons β caractérisée par une loi d'absorption exponentielle simple. Les écarts de cette loi dépendent d'après ces auteurs de la dispersion du faisceau, et sont d'autant plus grands que les rayons sont plus lents. Les courbes d'absorption pour lesquelles le coefficient d'absorption augmente avec l'épaisseur de matière traversée, peuvent être ramenées à la forme exponentielle pure par un choix convenable des conditions expérimentales, par exemple en éliminant les rayons obliques, en modifiant la distance de la source à la chambre, etc. C'est ainsi qu'en modifiant convenablement le dispositif expérimental, on obtient pour les rayons β du radioplomb une loi d'absorption exponentielle. Les courbes qui manifestent une décroissance du coefficient d'absorption, quand augmente l'épaisseur de matière, doivent être considérées, au contraire, d'après les mêmes auteurs, comme correspondant réellement à des rayons hétérogènes, ainsi que cela était admis antérieurement; et, en ce cas, il y a lieu de chercher à séparer le rayonnement en groupes homogènes, chaque groupe correspondant à une matière radioactive distincte.

---

(1) et (3) Hahn et L. Meitner, *Phys. Zeit.*, 1908.
(2) H.-W. Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1907.

Les rayons β du thorium sont très faibles et se comportent comme un rayonnement hétérogène. Ces rayons peuvent être considérés comme formant quelques groupes distincts, dont chacun peut être attribué à l'une des substances radioactives de la série des produits de désintégration du thorium. Deux de ces groupes se montrent homogènes; ils appartiennent à deux constituants distincts du dépôt actif du thorium : thorium A et thorium D (*voir* Chapitre XIV). Le troisième groupe appartient au mésothorium 2 et semble complexe.

Exactement de la même manière, les trois groupes de rayons β de l'actinium sont attribuables à trois produits de désintégration différents; deux groupes appartiennent à deux constituants du dépôt actif : actinium A et actinium C; le troisième groupe appartient au radioactinium (*voir* Chapitre XV). Le groupe principal est celui qui est attribué à l'actinium C.

L'absorption des rayons du radium est celle qui se présente avec les apparences les plus complexes. L'étude des rayons du radium au point de vue de leur pouvoir pénétrant a conduit à envisager le rayonnement comme hétérogène. Les expériences de divers physiciens, notamment de MM. Meyer et von Schweidler (1), montrent clairement que, si l'on considère l'ensemble du rayonnement du radium, le pouvoir pénétrant de ce rayonnement augmente avec l'épaisseur de matière traversée, comme cela a lieu pour les rayons de Röntgen. Dans ces expériences, les rayons α interviennent à peine, parce que ces rayons sont pratiquement supprimés par des écrans absorbants très minces. Ce qui traverse, ce sont, d'une part, les rayons β plus ou moins diffusés, d'autre part, les rayons γ, qui semblent analogues aux rayons de Röntgen.

Voici les résultats de quelques expériences à ce sujet (2).

Le radium est enfermé dans une ampoule de verre. Les rayons qui sortent de l'ampoule traversent 30^{cm} d'air et sont reçus sur une série de plaques de verre d'épaisseur de $1^{mm},3$ chacune; la première plaque transmet 49 pour 100 du rayonnement qu'elle reçoit, la deuxième transmet 82 pour 100 du rayonnement qu'elle

(1) Meyer et v. Schweidler, *Phys. Zeit.*, t. I.
(2) M. Curie, *Thèse de Doctorat.*

reçoit, la troisième transmet 85 pour 100 du rayonnement qu'elle reçoit.

Dans une autre autre série d'expériences, le radium était enfermé dans une ampoule de verre placée à 10^{cm} du condensateur qui recevait les rayons. On plaçait sur l'ampoule une série d'écrans de plomb identiques dont chacun avait une épaisseur de $0^{mm},115$. Le rapport du rayonnement transmis au rayonnement reçu est donné pour chacune des lames successives par la série des nombres suivants :

0,40 0,60 0,72 0,79 0,89 0,92 0,94 0,94 0,97

Pour une série de 3 écrans en plomb dont chacun avait $1^{mm},5$ d'épaisseur, le rapport du rayonnement transmis au rayonnement reçu était donné pour les lames successives par les nombres suivants :

0,09 0,78 0,84

De ces expériences il résulte que, quand l'épaisseur de plomb traversée croît de $0^{mm},1$ à 4,5 mm, le pouvoir pénétrant du rayonnement va en augmentant. Dans les conditions expérimentales indiquées, un écran de plomb de $1^{cm},8$ d'épaisseur transmet 2 pour 100 du rayonnement qu'il reçoit; un écran de plomb de $5^{cm},3$ d'épaisseur transmet encore 0,4 pour 100 du rayonnement qu'il reçoit.

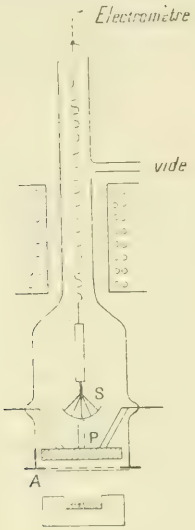
Une série d'expériences relatives à l'absorption des rayons β du radium a été publiée par M. Strutt (1) qui a étudié surtout l'absorption des rayons rapides en relation avec la densité de la matière absorbante. Le coefficient d'absorption moyen de ces rayons pénétrants pour l'aluminium est $\mu = 11,6$.

L'étude de la loi d'absorption des rayons β du radium a été faite aussi par la mesure de la charge transportée (2). Le dispositif employé était le suivant : le radium était placé à l'extérieur d'un vase de verre contenant une électrode isolée en laiton P (*fig.* 108) qui pouvait être réunie à un électromètre. Les rayons du radium traversaient des fenêtres percées dans une plaque de laiton A et fermées par de la feuille d'aluminium de $0^{mm},01$ d'épaisseur; ils étaient ensuite absorbés par l'électrode. Un vide

(1) Strutt, *Nature*, 1900.
(2) Seitz, *Phys. Zeit.*, 1904.

parfait était fait dans le vase, et la charge reçue par l'électrode était mesurée par l'électromètre. Des écrans pouvaient être placés sur la cuve qui contenait le radium et qui était recouverte d'une lamelle de mica très mince. La distance du radium à la feuille

Fig. 108.



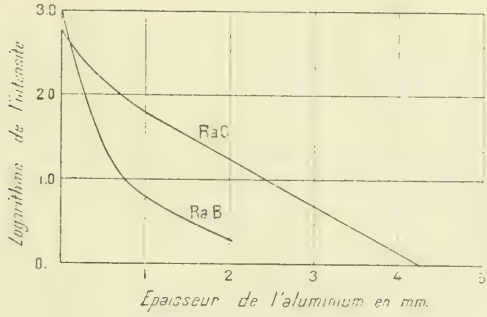
d'aluminium était de $0^{cm},7$. Le Tableau suivant donne pour une épaisseur d'étain croissante, obtenue par la superposition de feuilles successives, le coefficient d'absorption moyen μ_m, calculé pour chaque épaisseur par l'application de la formule exponentielle $\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0 e^{-\mu x}$, où x est l'épaisseur de matière traversée.

x en millimètres.	μ_m.
0,00834	175
0,0166	132,5
0,0421	101,5
0,0818	93,5
0,124	82,5
0,166	74,9
0,205	71,5
0,270	65,4
0,518	53
0,789	44
1,585	32
2,16	25

On voit que les résultats obtenus par cette méthode viennent confirmer ceux fournis par la méthode d'ionisation; le coefficient d'absorption diminue quand croît l'épaisseur de la matière traversée. Quand un écran de plomb de 3^{mm} d'épaisseur est placé sur le radium, une faible charge est encore observée, elle correspond à 0,29 pour 100 de la valeur maximum. Les mesures obtenues sont d'ailleurs soumises à des causes d'erreur; les rayons β doivent être en partie diffusés par l'électrode au lieu d'être tous absorbés, et des rayons secondaires chargés négativement doivent être émis par l'électrode sous l'action des rayons β et γ du radium.

La composition du rayonnement du radium a fait l'objet d'un travail très complet publié par M. H.-W. Schmidt (1). On sait que les rayons β du radium sont presque entièrement émis par le dépôt actif. Ce dépôt est d'ailleurs de nature complexe et se compose de trois substances distinctes : le radium A, le radium B et le radium C. Les rayons β sont émis par le constituant RaC et aussi par RaB. Des opérations chimiques permettent d'isoler RaC,

Fig. 109.



tandis que le mélange de RaB et RaC se trouve sur une lame activée, après un temps court, suffisant pour la destruction du radium A. On peut donc étudier, d'une part, la loi d'absorption des rayons β de RaC, d'autre part, celle de l'absorption des rayons β d'un mélange de RaB et de RaC. L'interprétation de ces expériences est difficile, car il est nécessaire de tenir compte de la loi de décroissance des matières actives avec le temps; de plus, pour les épaisseurs faibles de matière traversée il faut tenir

(1) H.-W. Schmidt, *Ann. d. Phys.*, 1907.

compte de l'effet des rayons α du radium C. Les résultats obtenus conduisaient à admettre que ni les rayons β de RaC ni ceux de RaB ne sont homogènes, ainsi que l'indique la forme des courbes d'absorption (*fig.* 109). Les intensités correspondantes étaient représentées avec une certaine approximation par la superposition de groupes de rayons homogènes; les formules utilisées étaient les suivantes :

$$\mathcal{J} = 1100\,e^{-890x} + 88\,e^{-80x} + 2{,}5\,e^{-13{,}1x},$$

pour les rayons de RaB, et

$$\mathcal{J} = 49\,e^{-53x} + 25\,e^{-13{,}1x}$$

pour les rayons de Ra C. Les coefficients qui mesurent les intensités relatives pour $x = 0$ ont été choisis de telle manière que le pouvoir ionisant des rayons α de RaC se trouverait être égal à 10000. On voit que le groupe des rayons les plus pénétrants serait le même pour RaC et RaB. Cependant, d'après M. Hahn et Mlle Meitner (¹), les rayons du radium B seraient plutôt homogènes et caractérisés par un coefficient d'absorption de 77 environ.

On ne peut guère affirmer que la décomposition des rayons du radium en groupes homogènes corresponde à une réalité et non à un mode de calcul. D'après les expériences de déviation magnétique il ne paraît pas y avoir de discontinuité dans la variation de vitesse du faisceau de rayons hétérogènes. Cependant les groupes doivent exister nécessairement si, conformément à une hypothèse énoncée plus haut, une substance radioactive simple ne peut émettre que des rayons β homogènes. En ce cas il y a lieu de chercher si RaB et RaC sont des substances complexes; les recherches faites à ce sujet rendent probable qu'il en est ainsi au moins pour RaC.

Quand le radium a été privé d'émanation et de dépôt actif, il donne encore lieu à une émission de rayons β très absorbables. Ce rayonnement ne constitue qu'une faible fraction du rayonnement β total pour le radium en équilibre avec l'émanation et le dépôt actif (²).

Au cours de recherches relatives à la mesure de la charge

(¹) *Phys. Zeit.*, 1909.

(²) O. Hahn et L. Meitner, *Phys. Zeit.*, 1909.

des rayons β du radium, M. Makower a déterminé avec le même dispositif l'absorption de ces rayons par le verre, la proportion des rayons étant évaluée par la charge acquise par le cylindre extérieur, quand le tube contenant l'émanation était entouré de tubes de verre coaxiaux formant écran (*voir* § 107). La courbe d'absorption ainsi trouvée s'est montrée identique à une autre courbe d'absorption obtenue par le même auteur avec le même tube actif, par la mesure de l'ionisation que le tube produisait dans un électroscope. Cette concordance entre les deux méthodes de mesures est très remarquable, et prouve que les particules β sont bien effectivement retenues dans les écrans absorbants.

Le Tableau suivant indique les valeurs du pouvoir pénétrant relatif des rayons β émis par différentes substances radioactives. On a désigné par μ le coefficient d'absorption pour l'aluminium, par D l'épaisseur d'aluminium que doit traverser le rayonnement pour que son intensité soit réduite de moitié.

Substance primaire.		$\mu \frac{1}{cm}$.	D mm.	
Uranium....	Uranium X.....	14	0,5	Rutherford.
		510		H.-W. Schmidt
Actinium...	Radioactinium...	172	0,04	O. Hahn et L. Meitner.
	Actinium A.....	Rayons très absorbables		
	Actinium C.	32,7	0,21	Godlewski.
Radioplomb.	Radium E.....	40	0,17	Schmidt.
Thorium....	Mésothorium 2...	20 à 40		O. Hahn et L. Meitner.
	Thorium X.....	Rayons très absorbables.		
	Thorium A.....	140	0,05	
	Thorium D.....	15,7	0,44	
Radium.....	Radium.....	Rayons très absorbables.		O. Hahn et L. Meitner.
	Radium B (rayons hétérogènes)...	890?		Schmidt.
		80		
		13,1?		
	Radium C (rayons hétérogènes?)...	53		
		13,1		

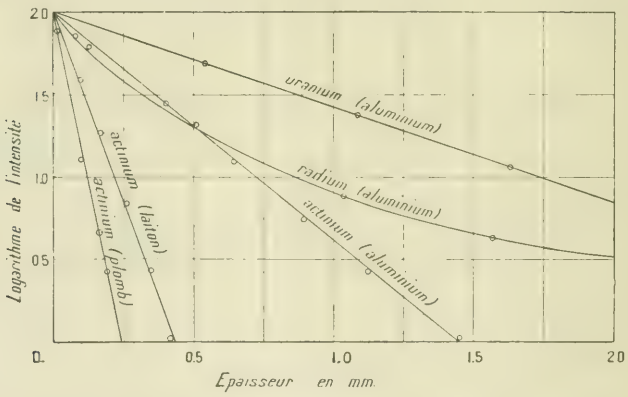
Les valeurs de μ obtenues par divers observateurs sont un peu

variables. Les variations semblent dépendre du dispositif expérimental et du degré de dispersion du faisceau. La figure 110 représente les courbes d'absorption des rayons β obtenues avec quelques substances radioactives. On voit que les rayons de l'uranium et de l'actinium sont absorbés suivant une loi exponentielle, tandis que le pouvoir pénétrant des rayons du radium augmente avec l'épaisseur de matière traversée.

Il est important de se rendre compte de l'épaisseur de matière que peut traverser un rayon β ou électron en mouvement rapide. Cette épaisseur croît avec la vitesse de l'électron, et l'expérience a montré que les rayons β du radium traversent des lames solides dont l'épaisseur est supérieure à 1^{mm}.

Pour les rayons β de l'uranium, (groupe principal), dont le coefficient d'absorption par l'aluminium est environ 14, l'épaisseur d'aluminium nécessaire pour réduire de moitié l'intensité du rayon-

Fig. 110.



nement est environ $0^{mm},5$. Par suite l'intensité se trouve réduite à moins de 1 pour 100 de sa valeur sur une épaisseur de $3^{mm},5$. Des essais de détermination plus précise de l'épaisseur limite de matière, traversée par les rayons β rapides du radium, ont été faits par la méthode suivante : un faisceau de rayons β émis par le radium dans une direction horizontale passe au-dessus d'un cylindre creux en plomb dont l'axe est vertical, et qui sert de chambre d'ionisation. La base supérieure de ce cylindre est couverte d'un écran dont on fait varier la nature et l'épaisseur. On établit un

champ magnétique de direction horizontale et normale à celle du faisceau, de manière à incurver les trajectoires des rayons vers le bas, et à leur permettre de pénétrer dans la chambre; celle-ci reçoit des rayons dont la vitesse est d'autant plus grande que le champ est plus intense. On cherche pour quelle épaisseur de l'écran on n'obtient plus aucune augmentation de l'ionisation dans la chambre, quelle que soit la valeur du champ magnétique ([1]). Les valeurs obtenues sont les suivantes :

	Épaisseur limite.
	mm
Aluminium	7
Étain	2,5
Plomb	0,9

115. **Forme générale des courbes d'absorption. Changement de vitesse au passage des écrans dans le cas des rayons β.** — Nous venons de voir que dans un grand nombre de cas la courbe d'absorption pour les rayons β correspond à une loi d'absorption exponentielle dans des limites de variation d'intensité très étendues. En portant en abscisses l'épaisseur x de matière traversée et en ordonnées le logarithme de l'intensité du rayonnement δ, on obtient en ce cas une ligne droite, et cela souvent avec une grande exactitude (*fig.* 110). Les rayons β qui donnent ce résultat sont considérés comme homogènes ([2]).

Il faut cependant remarquer que les valeurs du coefficient d'absorption obtenues pour le même groupe de rayons dépendent

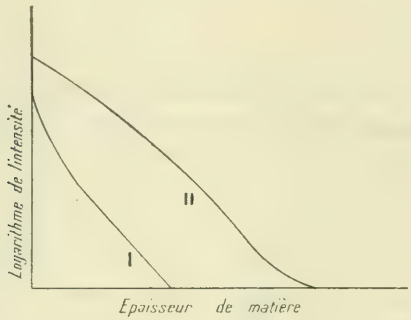
---

([1]) Pound, *Phil. Mag.* 1909.

([2]) L'existence d'une loi d'absorption exponentielle pour un faisceau de rayons β réellement homogène a été récemment contestée par M. Wilson à la suite d'expériences effectuées sur des rayons qui avaient suivi, dans un champ magnétique uniforme, une trajectoire circulaire de rayon déterminé (voir *fig.* 107). D'après M. Wilson, l'intensité d'un tel faisceau diminuerait suivant une loi simplement linéaire en fonction de l'épaisseur de matière traversée; l'épaisseur de matière a, qui correspond à l'absorption totale, serait une fonction déterminée de la vitesse des rayons et augmenterait avec celle-ci. On trouve de plus que, dans cette manière de voir, un faisceau de rayons, qui contient des particules de toutes les vitesses, peut subir l'absorption suivant une loi exponentielle, à condition que la loi de distribution des particules entre les différentes vitesses soit convenablement choisie; un faisceau qui se trouve dans ces conditions doit subir dans un champ magnétique une dispersion importante. Les résultats de M. Wilson ne semblent donc pas en accord avec les résultats précédemment exposés.

dans une certaine mesure des conditions de l'expérience. De plus les courbes qui représentent Log $\mathfrak{J}$ en fonction de x peuvent s'écarter un peu de la forme rectiligne. Avec des groupes de rayons considérés comme homogènes, divers expérimentateurs ont obtenu des courbes qui présentaient au début une inclinaison plus forte que l'inclinaison caractéristique (*fig.* 111, I). Dans d'autres cas l'inclinaison pour une certaine région va constamment en augmentant (*fig.* 111, II), et la forme de la courbe dépend en ce cas de la nature de la matière absorbante et du dispositif

Fig. 111.



expérimental employé; la fin de la même courbe indique la présence d'un faible rayonnement pénétrant. Un écart du premier genre peut s'expliquer par la présence d'un groupe de rayons beaucoup plus absorbables que ceux qu'on observe, et qui peuvent être soit des rayons primaires, soit des rayons secondaires produits sur l'écran; le même effet peut être obtenu par la réflexion diffuse des rayons primaires sur la face d'entrée de l'écran. Les écarts du deuxième genre sont surtout visibles après grande réduction de l'intensité du rayonnement et peuvent s'expliquer par une diminution de vitesse des rayons β, sans que la question puisse cependant être considérée comme complètement résolue.

Un faisceau de rayons β est, en général, fortement dispersé dans toutes les directions après avoir traversé une épaisseur de matière relativement faible. Le trajet d'une particule β dans la matière absorbante est manifestement très complexe. Cependant dans les limites où s'applique la loi d'absorption trouvée par l'expérience, l'effet absorbant produit par une lame déterminée est indépen-

dant de l'épaisseur de matière préalablement traversée par les rayons; il semble légitime d'en tirer la conclusion que le rayonnement n'a pas été notablement modifié en traversant la matière. La seule différence entre des rayons β de groupes différents consiste d'ailleurs en leur vitesse; celle-ci ne doit donc pas être modifiée sensiblement, au moins dans les limites où l'on peut appliquer la loi d'absorption exponentielle. Cette opinion a été soutenue par M. Schmidt qui l'a soumise au contrôle de l'expérience ([1]).

Le dispositif expérimental était le même que celui utilisé par le même auteur pour la détermination de la vitesse des rayons β du radioplomb (*voir* § 111, *fig.* 107). Après avoir déterminé la valeur du champ magnétique, pour laquelle les rayons issus de la source suivent la trajectoire circulaire qui leur est offerte, on interposait entre la source et le diaphragme un écran d'aluminium, et l'on déterminait à nouveau la valeur du champ pour laquelle l'intensité des rayons à la sortie du diaphragme est maximum. On constatait que la valeur du champ était la même en l'absence de tout écran ou avec un écran d'environ $0^{mm},5$ d'épaisseur qui, placé sur la substance active, ne laisse passer que 12 pour 100 du rayonnement β. Bien que la valeur du champ qu'on cherche à réaliser ne puisse être déterminée avec une grande précision, cette expérience est favorable à l'opinion, que le passage des rayons au travers de l'écran n'a entraîné aucun changement important dans la valeur de la vitesse ([2]). Ce résultat est en accord avec l'expérience qualitative antérieure de H. Becquerel, qui, faisant passer des rayons β simples, incurvés dans un champ magnétique, au travers de l'aluminium ou de la paraffine, n'observait aucun changement de courbure important de leur trajectoire circulaire (*voir* § 112).

On a vu, d'autre part, que pour les rayons cathodiques la diminution de vitesse par suite du passage des écrans a été constatée par quelques observateurs. D'après M. des Coudres, des rayons cathodiques d'une vitesse égale à $1,4.10^{10}\,\frac{cm}{sec}$ perdent 10 pour 100

([1]) Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1902.

([2]) En utilisant le même dispositif expérimental, M. Wilson a obtenu des résultats qui l'ont conduit à admettre que les rayons β éprouvent au passage de l'écran un changement de vitesse appréciable (*Proc. Roy. Soc.* 1909).

de leur vitesse en traversant $0^{mm},01$ d'aluminium [1]. Pour une épaisseur d'aluminium égale à $0^{mm},03$, la perte de vitesse peut atteindre 50 pour 100. On peut penser d'après cela que la perte de vitesse au passage de la matière est surtout sensible pour les électrons dont la vitesse est relativement faible.

En étudiant l'absorption de rayons β, émis par des couches radiantes de faible épaisseur (uranium X ou radioplomb), M. Schmidt [2] a réussi à mettre en évidence un écart régulier à partir de la loi d'absorption exponentielle; cet écart qui correspond à une diminution graduelle du pouvoir pénétrant, doit être attribué à une diminution progressive de la vitesse des rayons, lors de leur passage dans la matière. Pour des écrans très minces le coefficient μ éprouve d'abord une baisse rapide, ainsi qu'il a déjà été indiqué (§ 114); mais quand l'épaisseur de matière traversée continue à croître, ce coefficient passe par un minimum et augmente ensuite lentement suivant une loi qui est linéaire en première approximation. On peut concevoir que si le rayonnement primitif n'est pas entièrement homogène, la diminution du pouvoir pénétrant, par suite de la diminution de vitesse, peut, dans certains cas, se trouver compensée en partie par un accroissement du pouvoir pénétrant moyen, résultant de l'absorption proportionnellement plus grande de rayons moins pénétrants.

Il semble, en tout cas, légitime de conclure que les particules β de grande vitesse qui rencontrent un écran peuvent, d'une part, traverser cet obstacle en proportion déterminée, sans altération importante de leur vitesse, et, d'autre part, être complètement absorbées par l'obstacle, sans qu'on ait pu, d'ailleurs, observer dans le faisceau émergent la présence des particules de toutes les vitesses intermédiaires.

Dans l'air sous la pression atmosphérique la trajectoire d'un rayon β, émis normalement à un champ magnétique uniforme, conserve un rayon de courbure constant et prend une forme très parfaitement circulaire, ce qui prouve que la vitesse du rayon n'éprouve pas de modification sensible le long du parcours.

116. Relation entre la vitesse des rayons β et leur pouvoir

---

(1) Des Coudres, *Phys. Zeit.*, 1902.
(2) H.-W. Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1909.

pénétrant. — Les expériences de H. Becquerel ont montré que le pouvoir pénétrant des rayons β du radium dépend du rayon de courbure R de leur trajectoire circulaire dans un champ magnétique et croît avec celui-ci. On peut admettre que pour les rayons β, R ne dépend que de la vitesse v, et que, par suite, le pouvoir pénétrant est une fonction croissante de la vitesse. De plus, les rayons qui se montrent homogènes dans un champ magnétique, ont un coefficient d'absorption constant, ainsi que cela a été prouvé pour le groupe principal des rayons β de l'actinium. Mais on a encore très peu de renseignements quantitatifs sur la relation qui existe entre la vitesse v des rayons et leur coefficient d'absorption μ pour une matière déterminée.

Les expériences de M. Lenard ont prouvé que le pouvoir pénétrant des rayons cathodiques croît très rapidement avec leur vitesse ([1]). Ce même fait résulte de l'étude des rayons β.

D'après M. Lenard le coefficient d'absorption des rayons cathodiques dans l'air passerait de 2130 à 3,4 quand la vitesse passe de $1,8.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ (voltage d'émission 1000 volts) à environ $10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ (voltage d'émission correspondant à une étincelle équivalente de $2^{\text{cm}},8$). Pour ces derniers rayons le coefficient d'absorption dans l'aluminium est 7150. Voici quelques valeurs du coefficient d'absorption μ dans l'aluminium pour des rayons de vitesse v connue :

	v.	μ.
Rayons cathodiques.....	10^{10}	7150
Rayons β (radium E).....	$2,31.10^{10}$	40
» (uranium X)....	$2,76.10^{10}$	14,4

La variation du pouvoir pénétrant des rayons β est très sensible pour une variation de vitesse relativement peu importante. Inversement il paraît probable que si le coefficient d'absorption reste constant, la vitesse des rayons ne peut varier notablement.

117. Relation entre l'absorption et la nature de la matière absorbante. — Les expériences de M. Lenard sur l'absorption des rayons cathodiques par la matière, ont montré que le coefficient

---

([1]) LENARD, *Ann. d. Phys.*

d'absorption est approximativement proportionnel à la densité d de la matière absorbante, et indépendant de sa nature. En particulier, pour des rayons cathodiques dont la vitesse est égale à un tiers environ de la vitesse de la lumière, le rapport $\frac{\mu}{d}$ reste compris entre 2070 et 5610 quand la densité varie entre $3,6 . 10^{-7}$ (gaz sous faible pression) et 19,3 (or) ([1]). Pour des rayons cathodiques très lents, la relation précédente ne constitue même plus une approximation grossière; le rapport $\frac{\mu}{d}$ dépend alors beaucoup de la nature du milieu absorbant.

M. Strutt a montré que pour les rayons β du radium le rapport $\frac{\mu}{d}$ varie peu avec la densité ([2]); les valeurs de μ se rapportent à des rayons hétérogènes et doivent être considérées comme des moyennes. D'après les expériences de M. Rutherford faites avec les rayons β de l'uranium qui sont homogènes ([3]), la constance du rapport $\frac{\mu}{d}$, approximativement vérifiée pour certaines matières, ne l'est guère pour certaines autres, et l'on remarque que le rapport $\frac{\mu}{d}$ croît, en général, pour les métaux avec leur poids atomique. On obtient un résultat analogue en comparant le pouvoir absorbant de différentes substances par la mesure de la charge des rayons β transmis ([4]).

M. Crowther a effectué une série de déterminations avec les rayons de l'uranium ([5]). Il a trouvé que le rapport $\frac{\mu}{d}$ est une fonction périodique du poids atomique p de l'élément absorbant, les périodes correspondant aux groupes de la classification périodique des éléments. La courbe $\frac{\mu}{d} = f(p)$ se compose de parties distinctes, et pour chaque groupe le rapport $\frac{\mu}{d}$ augmente avec p. L'état allotropique d'une matière n'intervient pas pour modifier le pouvoir

---

([1]) Lenard, *Ann. d. Phys.*, 1895.
([2]) Strutt, *Nature*, 1900.
([3]) Rutherford, *Radioactivity*.
([4]) Seitz, *Phys. Zeit.*, 1904.
([5]) Crowther, *Phil. Mag.*, 1906.

absorbant. L'absorption par une molécule est la somme des absorptions dues aux atomes qui la composent.

Le coefficient d'absorption étant μ, et le nombre des atomes dans l'unité de volume d'une matière absorbante simple étant $\frac{d}{p}$, où p est le vrai poids d'un atome, l'absorption par atome a la valeur $\frac{\mu}{d}p$. Si donc le rapport $\frac{\mu}{d}$ était constant, l'absorption par atome serait proportionnelle au poids atomique; et si tous les atomes étaient constitués par des groupements semblables, elle serait proportionnelle au nombre de ces groupements. L'expérience donne une indication favorable à cette manière de voir, puisqu'au moins pour les particules β de grande vitesse, qui restent peu de temps dans le voisinage d'un atome rencontré, le rapport $\frac{\mu}{d}$ varie entre des limites assez rapprochées pour des densités d'ordre de grandeur très différent. Cependant l'influence individuelle de l'atome se fait sentir, et cela d'autant plus que les rayons sont plus mous, c'est-à-dire que leur vitesse est moindre.

Si l'absorption est une propriété additive des atomes qui composent une molécule, le coefficient d'absorption μ d'une matière doit se calculer par la formule

$$\mu \frac{m}{d} = \Sigma n_1 p_1 \frac{\mu_1}{d_1},$$

où m désigne le poids moléculaire, d la densité de la matière, μ_1 le coefficient d'absorption qui correspond à l'un des éléments constituants, d_1 la densité de cet élément constituant à l'état où son pouvoir absorbant a été mesuré, p_1 le poids atomique, n_1 le nombre des atomes de l'élément considéré qui entrent dans la composition de la molécule.

Cette formule s'est montrée conforme à l'expérience dans le cas d'un certain nombre d'oxydes, sulfures et iodures examinés. Elle permet de calculer le coefficient d'absorption d'un élément, quand on connaît celui d'un composé et des autres éléments qui y sont contenus. Les résultats relatifs aux composés étudiés sont réunis dans le Tableau suivant [1] :

---

[1] Crowther, *loc. cit.*

Substances.	$\frac{\mu}{d}$ calculé.	$\frac{\mu}{d}$ observé.
MgO	5,6	5,5
Al^2O^3	5,8	5,9
Fe^2O^3	6,4	6,4
ZnO	6,8	7,3
Cu^2O	6,8	7,1
CuO	6,7	6,9
As^2O^3	7,7	7,5
FeS	6,7	6,5
ZnS	6,8	6,8
As^2S^3	7,5	7,5
SnS	8,9	8,9
Sn^2S^3	8,6	8,5
Cu^2I^2	9,4	9,1
PbI^2	10,8	10,8

L'étude de l'absorption des rayons β par les liquides a conduit à des résultats analogues [1] L'absorption pour un composé s'est montrée égale à la somme des absorptions pour les masses des éléments composants, l'effet produit par la couche liquide absorbante étant évalué par l'épaisseur de la lame d'aluminium dont l'interposition entre la source et la chambre d'ionisation détermine la même réduction d'intensité que l'interposition de la couche liquide étudiée. L'état moléculaire de la matière est sans influence sur le pouvoir absorbant. C'est ainsi que l'absorption exercée par deux couches liquides superposées, formées par des solutions de chlorure de baryum et de sulfate d'argent, séparées par une cloison mince, est la même que l'absorption qui est exercée par le système quand la cloison a été retirée et que, le mélange ayant été effectué, des dépôts de sulfate de baryum et de chlorure d'argent se sont formés dans le liquide.

Les Tableaux I, II, III, représentent les résultats obtenus par différents expérimentateurs pour les valeurs de μ et de $\frac{\mu}{d}$ relatives à différentes substances absorbantes. On peut constater que les valeurs obtenues de divers côtés présentent des divergences assez notables, qui dépendent probablement du dispositif expérimental employé.

---

(1) Borodowsky, *Phil. Mag.*, 1910.

I.

	Uranium Rutherford.		Radium Strutt.		Actinium Godlewski.		Radium Seitz (1).
	μ.	$\frac{\mu}{d}$.	μ.	$\frac{\mu}{d}$.	μ.	$\frac{\mu}{d}$.	$\frac{\mu}{d}$.
Verre.....	14	5,7					
Mica.....	14,2	5,1	10,8	3,9	33,0	12,0	
Ébonite.....	6,5	5,7					
Bois.....	2,16	5,4					
Carton.....	3,7	5,3					
Fer.....	44	5,6					7,75
Aluminium....	14,0	5,4	11,6	4,3	32,7	12,9	6,4
Cuivre.....	60	7,0	49,2	5,5	139	15,9	
Argent.....	73	7,1					10,0
Plomb.....	122	10,8	62,5	5,78	163	14,1	13,4
Étain.....	96	13,2	51,2	7,01	154	15,7	10,0
Laiton.....					108	13,1	
Carbone.....							5,38
Soufre.....							7,47
Or.....							12,0
Platine.....							11,9

II. — Rayons β de l'uranium (Crowther).

	Poids atomique.	$\frac{\mu}{d}$.		Poids atomique.	$\frac{\mu}{d}$.
Bore.....	11,0	4,65	Arsenic.....	75,0	8,2
Charbon.....	12,0	4,4	Sélénium....	79,2	8,65
Sodium.....	23,05	4,95	Strontium...	87,6	(8,5)
Magnésium...	24,36	5,1	Zirconium...	90,6	8,3
Aluminium...	27,1	5,26	Palladium...	106,5	8,0
Phosphore...	31,0	6,1	Argent.....	107,93	8,3
Silicium.....	28,4	5,5	Étain.....	119,0	9,46

(1) Dans le travail de M. Seitz, le pouvoir absorbant de diverses substances est rapporté à celui de l'étain. Les nombres cités ici ont été calculés par M. Schmidt, en adoptant pour l'étain la valeur $\mu = 73$. (Schmidt, *Jahrbuch d. Rad.*, 1908.)

II. — Rayons β de l'uranium (Crowther) (*suite*).

	Poids atomique.	$\frac{\mu}{d}$.		Poids atomique.	$\frac{\mu}{d}$.
Soufre.....	32,06	6,6	Antimoine...	120,2	9,8
Potassium....	39,15	6,53	Tellure.....	127,6	10,8
Calcium.....	40,1	6,47	Iode.....	126,97	10,8
Titane.....	48,1	6,2	Baryum.....	137,4	(8,8)
Chrome.....	52,1	6,25	Platine.....	194,8	9,4
Fer.....	55,9	6,4	Or.....	197,2	9,5
Cobalt.....	59,0	6,48	Plomb.....	206,9	10,8
Cuivre.....	63,6	6,8	Uranium....	238,5	(10,1)
Zinc.....	65,4	6,95			

Dans le Tableau II les nombres entre parenthèses n'ont pas été déterminés directement, mais calculés d'après le pouvoir absorbant de combinaisons des éléments considérés, en admettant la loi de l'addition des pouvoirs absorbants des atomes dans une molécule.

III. — H.-W. Schmidt [1].

	Rayons β de l'uranium.		Rayons β de l'actinium.	
	μ.	$\frac{\mu}{d}$.	μ.	$\frac{\mu}{d}$.
Mg.....	10,5	6,03	22,0	12,6
Al.....	15,0	5,66	30,6	11,5
Fe.....	57	7,32	98,5	12,6
Ni.....	66	7,42	114	12,8
Co.....	61	7,17	105	12,4
Cu.....	66	7,39	112	12,5
Zn.....	52,5	7,31	94,5	13,1
Pd.....	103	8,66	168	14,1
Ag.....	90	8,56	150	13,9
Sn.....	58	7,95	106	14,5
Pt.....	200	9,30	316	14,7
Au.....	187	9,70	298	15,1
Pb.....	103	9,12	172	15,1
Bi.....	92,5	9,45	156	15,9

[1] *Jahrbuch d. Rad.*, 1908.

118. Augmentation de l'intensité des rayons β avec l'épaisseur de la couche active. — La profondeur de matière qui est efficace pour l'émission des rayons dépend du pouvoir absorbant de la substance pour les rayons qu'elle émet. Si la loi d'absorption est une loi exponentielle simple, le rayonnement qui émerge d'une couche d'épaisseur dx située à une profondeur x est de la forme

$$d\mathcal{I} = ie^{-\mu x}\,dx,$$

i étant le rayonnement émis par unité d'épaisseur.

Le rayonnement total sera donné par la relation

$$\mathcal{I} = \int_0^d ie^{-\mu x}\,dx = \frac{i}{\mu}(1 - e^{-\mu d}),$$

d étant l'épaisseur de la couche active; pour une couche suffisamment épaisse on aura sensiblement

$$\mathcal{I}_\infty = \frac{i}{\mu};$$

d'où

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_\infty(1 - e^{-\mu d}).$$

Cette relation a été vérifiée pour l'émission de rayons β par l'oxyde d'urane; on trouve que si la matière active est distribuée en raison de $0^g,11$ par centimètre carré, l'intensité du rayonnement β est la moitié de celle qu'on obtient avec une couche très épaisse. On en déduit pour la matière active une valeur de $\frac{\mu}{d}$ égale à 6,3, ce qui prouve que l'oxyde d'uranium absorbe les rayons qu'il émet, à peu près comme le ferait une substance quelconque de même densité [1].

119. Dispersion des rayons β. Production de rayons secondaires par les rayons β. — Quand les rayons β traversent une lame de matière absorbante, on constate, en général, que le faisceau primitif est accompagné sur les faces d'entrée et de sortie de l'écran d'un rayonnement diffus; ce dernier est quelquefois assez important pour qu'on ne puisse plus distinguer la forme primi-

---

[1] Rutherford, *Radioactivity*.

tive du faisceau direct. Le phénomène est susceptible de deux interprétations distinctes :

1° Les rayons qui émanent des faces de l'écran peuvent être considérés comme des *rayons primaires dispersés;*

2° Ils peuvent aussi être considérés comme des *rayons secondaires,* c'est-à-dire comme des rayons émis par la matière sous l'influence des rayons β qui viennent la frapper.

Enfin on peut admettre que les deux hypothèses sont exactes en même temps, et qu'il y a à la fois dispersion des rayons primaires et production de rayons secondaires.

Il n'est, en général, possible d'affirmer la production d'un rayonnement secondaire par l'effet d'un rayonnement primaire que s'il y a une réelle différence de nature entre les deux rayonnements. Si, en particulier, des rayons β peu différents des rayons du faisceau primaire sont émis par les faces de l'écran, il sera, en général, difficile de conclure si ces rayons représentent des rayons primaires qui ont éprouvé un changement de direction et un changement de vitesse, ou bien si ce sont des électrons expulsés par les atomes de la matière de l'écran, sous l'influence de la perturbation électromagnétique amenée par le passage du faisceau primaire. Il semble que la question se pose précisément ainsi pour les rayons β. Le problème expérimental est d'ailleurs très complexe, et malgré le grand nombre de travaux effectués, on manque encore de données quantitatives précises ayant une signification sûre et simple. L'expression *rayons secondaires* sera employée ici pour désigner l'émission diffuse des écrans dans son ensemble, quelle que soit la nature de cette émission.

Par suite de l'analogie qui existe entre les rayons β et les rayons cathodiques, on est conduit à se demander comment ces derniers se comportent au point de vue de l'émission secondaire. Nous savons, tout d'abord, que les rayons cathodiques, en frappant un écran, donnent lieu à la production de rayons Röntgen qui constituent une véritable émission secondaire, entièrement différente du rayonnement primaire par sa nature et ses propriétés. De nombreuses recherches ont montré [1] qu'une plaque de métal, frappée

---

[1] Austin et Starke, Lenard, Becker, Gehrcke, Laub, Füchtbauer, etc.

par un faisceau étroit de rayons cathodiques, émet non seulement des rayons Röntgen, mais aussi des rayons cathodiques; l'émission de ces derniers a lieu dans toutes les directions, et leur vitesse est peu différente de celle des rayons primaires, de sorte que ces rayons peuvent être considérés comme des rayons primaires renvoyés. Quand le réflecteur reçoit le faisceau primaire sous incidence normale, la charge négative qu'il renvoie ainsi par réflexion diffuse est inférieure à celle du faisceau primitif. Toutefois, pour une incidence oblique, on peut constater ce fait important que le réflecteur émet plus d'électricité négative qu'il n'en reçoit; on est donc conduit à admettre qu'en plus de la réflexion diffuse il se produit une réelle émission secondaire de rayons chargés négativement, et que l'importance de cette émission croît avec l'incidence. L'expérience conduit de plus à attribuer à ces rayons secondaires genre cathodique une vitesse relativement faible, égale environ à $3.10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$; des rayons cathodiques de cette vitesse ne jouissent pas du pouvoir d'ioniser les gaz, et pour établir une distinction avec les rayons rapides, on les nomme quelquefois *électrons lents* ou *rayons* δ. L'émission de ces rayons secondaires augmente avec la densité du métal du réflecteur; elle est d'autant moins importante que la vitesse des rayons primaires est plus grande.

Quand un faisceau fin de rayons cathodiques traverse un écran mince, on observe de même sur la face de sortie un rayonnement diffus, composé de rayons cathodiques dont la vitesse est un peu différente de celle des rayons primaires.

Quand on emploie des rayons cathodiques d'une vitesse déterminée, les rayons renvoyés ou transmis n'ont pas tous la même vitesse. Ainsi, avec des rayons cathodiques de vitesse $5,5.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, les rayons renvoyés par une lame de cuivre ont des vitesses comprises entre 5,6 et $3,7.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, et les rayons transmis au travers d'une lame d'aluminium de $0^{\text{mm}},002$ d'épaisseur ont des vitesses comprises entre des limites analogues. La vitesse des rayons renvoyés ou transmis est, en moyenne, inférieure à celle des rayons primaires, et ne peut la dépasser.

On peut s'attendre, par analogie, à retrouver avec les rayons β les phénomènes qui viennent d'être décrits. C'est, en effet, ce qu'in-

dique l'expérience en ce qui concerne la dispersion des rayons au voisinage des faces de l'écran. L'émission d'électrons lents qui pourraient constituer les rayons secondaires des rayons β du radium a été observée par M. Duane dans des expériences qui seront décrites plus loin. Quant à une émission de rayons secondaires analogues aux rayons Röntgen, elle n'a pas été constatée avec une netteté absolue. On rencontre d'ailleurs une difficulté expérimentale dans ce fait que les rayons β des substances radioactives sont accompagnés de rayons γ, et que les rayons γ donnent aussi lieu à un rayonnement secondaire, lequel, ainsi qu'on le verra dans la suite, contient des rayons genre β et aussi des rayons genre γ. La séparation des effets dus aux rayons β et aux rayons γ est d'après cela assez délicate, et ne saurait être réalisée rigoureusement qu'à l'aide de dispositifs assez compliqués, comportant l'emploi d'un champ magnétique. La plupart des travaux se rapportent à l'action des rayons β et γ pris dans leurs ensemble; les résultats de ces travaux conduisent à penser que quand on utilise comme rayons primaires l'ensemble des rayons β et γ, l'effet secondaire dû aux rayons β est beaucoup plus important que celui dû aux rayons γ, l'intensité des rayons secondaires étant évaluée par leur pouvoir ionisant; il semble probable que les rayons secondaires des rayons du radium, par exemple, ne sont dus que dans une proportion de quelques pour 100 aux rayons primaires genre γ, le reste étant dû aux rayons β. On verra, d'ailleurs, que les rayons α ne donnent pas lieu à a production de rayons secondaires doués de pouvoir ionisant.

Passons maintenant à la description des expériences relatives aux rayons secondaires des rayons β. Les premières expériences faites à ce sujet par la méthode radiographique, et déjà anciennes, sont dues à H. Becquerel [1]; elles sont relatives à des rayons du radium déviés dans un champ magnétique, de telle sorte que la nature des rayons actifs ne saurait être contestée. Au voisinage des ouvertures pratiquées dans les écrans métalliques pour le passage des rayons, on observait en général une impression diffuse due aux rayons secondaires; cet effet était beaucoup plus important avec les rayons absorbables qu'avec les rayons plus

---

[1] Becquerel, *Comptes rendus*, 1901.

pénétrants. Cet effet secondaire, qui se produit aussi sur les bords des écrans, entraîne un manque de netteté des radiographies obtenues avec les rayons du radium. Si, par exemple, on pose sur la plaque photographique un écran métallique percé d'un trou, l'impression produite présente un aspect diffus et ne reproduit pas l'image du trou avec une netteté comparable à celle qu'on observe avec l'emploi des rayons Röntgen. En supprimant les rayons β par l'emploi d'un champ magnétique, et en utilisant les rayons γ seuls, on obtient des impressions bien plus nettes, ce qui indique que l'effet secondaire en ce cas est proportionnellement plus faible.

Le dispositif expérimental suivant, dû à Becquerel, permet d'obtenir l'image de l'effet secondaire (*fig.* 112). La source est constituée par un peu de radium contenu dans une petite cuve linéaire

Fig. 112.

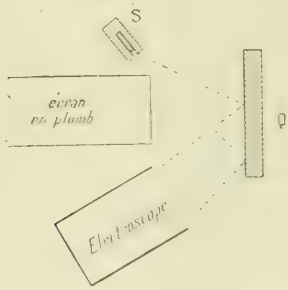
et horizontale dont la profondeur est grande par rapport à la largeur, et qui limite une nappe de rayons étroite. Une plaque photographique est placée sur la cuve normalement à la direction de sa longueur. Une plaque métallique inclinée A et un écran vertical E sont appliqués sur la plaque, ayant leurs plans normaux au plan de celle-ci. Des faisceaux de rayons secondaires sortent par des fentes horizontales percées dans l'écran, et la trace de leur passage s'imprime sur la plaque. Les directions des faisceaux secondaires convergent vers le point P où la plaque A est frappée par le faisceau primaire. Dans cette expérience le rayonnement primaire n'est

pas exempt de rayons γ. La figure 2 planche V, reproduit une épreuve obtenue de cette manière.

H. Becquerel a montré que les rayons secondaires des rayons β du radium sont déviés dans un champ magnétique, et qu'ils sont moins pénétrants que les rayons primaires. Il a aussi mis en évidence l'émission d'un rayonnement tertiaire par les surfaces qui reçoivent un faisceau secondaire.

Dans une étude faite par la méthode électrique, M. Eve (1) a employé un dispositif expérimental qui depuis a été fréquemment utilisé par d'autres observateurs (*fig.* 113). Une plaque épaisse en plomb P est placée entre la source S et l'électroscope E. Une plaque Q, servant de radiateur, reçoit les rayons primaires de la source et envoie des rayons secondaires dans l'électroscope. En l'absence du radiateur l'électroscope ne reçoit que les rayons γ directs, ainsi que les rayons secondaires qu'ils produisent sur la

Fig. 113.



plaque P. L'accroissement de l'ionisation en présence du radiateur est attribué aux rayons secondaires émis par celui-ci. On peut mesurer le pouvoir pénétrant de ces derniers en mettant des écrans sur la face d'entrée de l'électroscope, qui est constituée par une feuille d'aluminium mince. En supprimant les rayons primaires β par un écran de plomb épais placé entre la source et le radiateur, on constatait que l'effet secondaire était réduit à 20 pour 100 de sa valeur primitive; ce résidu était considéré comme effet secondaire des rayons γ; dans d'autres expériences l'effet secondaire attribué aux rayons γ constituait 7 pour 100 seulement de l'effet secondaire

(1) Eve, *Phil. Mag.*, 1904.

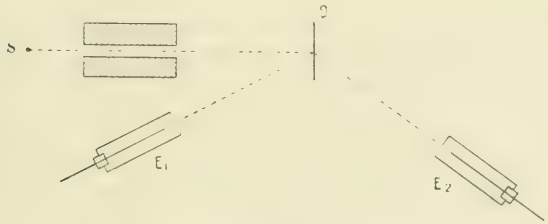
obtenu avec la totalité du rayonnement qui émane du radium contenu dans un tube de verre mince ([1]). L'intensité de l'effet secondaire croît avec l'épaisseur du radiateur jusqu'à une épaisseur qui peut atteindre quelques millimètres (radiateurs en verre ou aluminium); l'effet secondaire doit donc être considéré comme se produisant dans le volume de la substance, et non comme un effet superficiel. Le pouvoir pénétrant des rayons secondaires s'est montré peu variable avec la nature du radiateur, tandis que l'intensité de l'effet secondaire augmentait avec la densité de celui-ci. Les rayons secondaires se sont montrés en moyenne plus absorbables que les rayons primaires, sans que la différence puisse être considérée comme très importante.

Il est nécessaire de remarquer que les rayons γ qui sortent d'un écran de plomb sont toujours accompagnés de rayons β qui constituent leur effet secondaire sur l'écran traversé. Pour cette raison on ne peut distinguer dans les expériences qui viennent d'être décrites si l'effet secondaire attribué aux rayons γ seuls ne provient pas en partie de rayons β.

La distribution du rayonnement secondaire dans les différentes directions a été étudiée au moyen du dispositif suivant ([2]).

La source des rayons primaires, (radium), est en S (*fig.* 114);

Fig. 114.



un diaphragme en plomb définit le faisceau primaire les chambres d'ionisation E_1 et E_2 reçoivent les rayons émis par le radiateur Q suivant une direction déterminée. On trouve que si le faisceau primaire est reçu sous une incidence normale, l'intensité du rayonnement réfléchi varie approximativement comme le cosinus

---

([1]) Eve, *Phil. Mag.*, 1908.
([2]) Mc. Clelland et Hackett, *Dublin Trans.*, 1907.

de l'angle d'émission; quand l'incidence du faisceau primaire est oblique, l'effet secondaire maximum pour les rayons renvoyés a lieu dans une direction déterminée, située dans le plan d'incidence de l'autre côté de la normale que le rayon primaire. La distribution dépend d'ailleurs de la nature du radiateur R. L'intensité du rayonnement renvoyé croît d'abord rapidement avec l'épaisseur du radiateur, et tend ensuite asymptotiquement vers une limite déterminée. Les expériences faites avec les rayons qui partent de la face du radiateur opposée à la source, ont montré que la distribution de ces rayons n'est pas la même que celle des rayons primaires, l'altération étant d'autant plus importante que le radiateur est plus épais. Des expériences analogues ont été faites avec les rayons β homogènes de l'uranium et de l'actinium ([1]).

Quand un faisceau de rayons β est reçu par une plaque photographique, on remarque souvent que l'impression produite sur la plaque par ces rayons se trouve renforcée si l'on interpose sur leur trajet une lame métallique en contact avec la plaque ([2]); des effets de ce genre peuvent être interprétés en admettant que les rayons qui sortent de l'écran ne sont pas exactement de même nature que les rayons primaires, et que certains d'entre eux, au moins, sont plus actifs que les rayons primaires, au point de vue radiographique, étant, par exemple, plus facilement absorbés par la plaque; ces rayons seraient donc soit des rayons primaires ayant éprouvé un changement de vitesse, soit des rayons secondaires dans le vrai sens de ce mot. Cependant, d'après M. Schmidt ([3]) l'augmentation de l'impression photographique pourrait s'expliquer aussi par des réflexions multiples des rayons primaires transmis entre la plaque et l'écran. L'étude de ce phénomène de renforcement pour des rayons β simples isolés, a montré que l'épaisseur de l'écran qu'il faut employer, pour que l'effet secondaire compense la réduction de l'intensité des rayons primaires, augmente avec la vitesse des rayons primaires; l'impression produite par ces rayons au travers d'un écran ainsi choisi a la même intensité qu'en l'absence de l'écran ([4]).

([1]) Mc. Clelland, *Phil. Mag.*, 1906.
([2]) Paschen, *Phys. Zeit.*, 1904.
([3]) Schmidt, *Jahrbuch d. Rad.*, 1908.
([4]) Dobler, *Ann. d. Phys.*, 1907.

Une étude de l'action du champ magnétique sur les rayons primaires du radium et sur leurs rayons secondaires a été faite par M. Allen [1]. Le faisceau limité par des écrans était reçu dans une chambre d'ionisation au travers d'une ouverture. Quand le faisceau était dévié, il ne pénétrait plus dans la chambre. En prenant comme source un radiateur qui émet les rayons secondaires, on constatait que la vitesse de ceux-ci était comprise entre $2,35$ et $2,58 \,.\, 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, et que les rayons de très grande vitesse étaient absents; le rayonnement secondaire ne contient donc ni rayons primaires de grande vitesse diffusés, ni rayons de grande vitesse produits aux dépens des rayons primaires. Les rayons secondaires les plus rapides sont obtenus en employant comme radiateurs les métaux de grande densité.

Conformément aux résultats précédents on observe que le pouvoir pénétrant des rayons secondaires augmente avec l'épaisseur du radiateur et avec sa densité, mais qu'il est en moyenne notablement plus faible que celui des rayons primaires [2]. Le pouvoir pénétrant relativement grand des rayons secondaires obtenus avec des radiateurs épais, s'explique par ce fait que le rayonnement peut contenir en ce cas une plus forte proportion de rayons venant d'une certaine profondeur.

En déterminant l'épaisseur de l'écran qui est nécessaire pour que l'intensité du rayonnement renvoyé par la face d'incidence devienne maximum, on peut aussi comparer le pouvoir pénétrant des rayons secondaires renvoyés à celui des rayons primaires. On trouve ainsi que les rayons secondaires produits par les rayons du radium traversent au maximum des épaisseurs de plomb, d'étain et d'aluminium égales respectivement à $0^{\text{mm}},16$, $0^{\text{mm}},24$ et $0^{\text{mm}},4$; tandis que pour les rayons primaires les épaisseurs maximum traversées sont plus grandes et respectivement égales à $0^{\text{mm}},9$, $2^{\text{mm}},5$ et 7^{mm} [3].

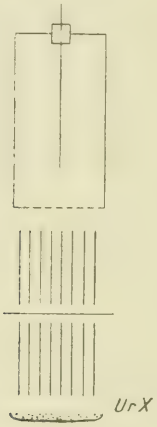
L'altération d'un faisceau de rayons β par le passage au travers

---

(1) Allen, *Phys. Rev.*, 1906.
(2) Starke, *Le Radium*, 1908.
(3) Pound, *Phil. Mag.*, 1909.

d'un écran a été étudiée quantitativement par M. Crowther [1] dans les expériences suivantes. La source radiante était constituée par de l'uranium X qui fournit des rayons β homogènes. Les rayons étaient canalisés en faisceaux de faible ouverture en traversant un système de tubes de laiton soudés ensemble ayant 3^{cm} de longueur et $0^{cm},5$ de diamètre (*fig.* 115). Un système de tubes sem-

Fig. 115.



blable au premier est placé au-dessus de celui-ci, de manière que les axes des tubes coïncident respectivement; les deux diaphragmes sont à $0^{cm},5$ de distance. Les rayons qui émanent de la source traversent les diaphragmes et pénètrent dans une chambre d'ionisation, où ils déterminent une ionisation égale à δ_0. Quand un écran mince est interposé entre les deux diaphragmes, les rayons diffusés sont absorbés par les parois des tubes, et l'ionisation observée δ se trouve réduite.

La diminution d'intensité ainsi observée est due à la superposition de deux phénomènes : l'absorption dans la lame et la diffusion du faisceau. Quand on fait croître l'épaisseur de l'écran, on constate que le rapport $\frac{\delta}{\delta_0}$ diminue d'abord très vite, puis plus lentement, et la loi de variation tend à devenir la loi d'absorption exponentielle ordinaire caractéristique pour les rayons β de l'ura-

[1] CROWTHER, *Proc. Roy. Soc.*, 1908.

nium. Il semble donc que la diffusion a lieu dans une couche de matière bien plus faible que celle qui peut produire une absorption importante. Les expériences indiquent que la dispersion du faisceau est complète après passage au travers d'une épaisseur de matière qui est égale à $0^{mm},1$ pour l'aluminium. Elles conduisent aussi à admettre qu'avec un appareil de mesure n'utilisant que des rayons rigoureusement parallèles, la loi de décroissance de l'intensité du rayonnement $\mathcal{I}$ en fonction de l'épaisseur de matière traversée x prendrait la forme

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 e^{-\mu x} e^{-\sigma x},$$

μ étant le coefficient d'absorption ordinaire et σ le *coefficient de dispersion*. On aurait, par exemple :

Pour l'aluminium.....	$\sigma = 270$	$\mu = 21$
Pour l'or.....	$\sigma = 5100$	$\mu = 360$

Pour toutes les substances étudiées le rapport $\frac{\sigma}{\mu}$ était voisin de 13; les coefficients μ sont plus élevés que ceux donnés par les autres observateurs. La décroissance finale suivant la loi d'absorption ordinaire résulte de ce fait que les rayons utilisés ont des directions comprises dans un cône d'une certaine ouverture. D'après M. Crowther il n'est pas nécessaire d'admettre une production de rayons secondaires absorbables sur la face d'entrée des écrans et les rayons secondaires des rayons β sont plutôt des rayons primaires diffusés. Il faut cependant remarquer que dans les expériences de Becquerel citées plus haut (§ 112), la dispersion des rayons ne semble pas en général aussi importante que l'indique M. Crowther, et que pour certains rayons β du radium le faisceau reste bien défini quand les rayons ont traversé une épaisseur d'aluminium égale à $0^{mm},1$.

Voici encore un phénomène qui pourrait s'expliquer par une transformation des rayons β au passage des écrans. H. Becquerel a trouvé que l'action absorbante d'un écran solide sur ces rayons augmente avec la distance de l'écran à la source, de sorte que, si les rayons sont soumis à l'action d'un champ magnétique comme dans la figure 1 (*Pl. III*), un écran placé contre la source radiante laisse subsister une portion plus grande du spectre ma

gnétique que le même écran placé sur la plaque photographique. Cette variation de l'effet absorbant de l'écran avec la distance de cet écran à la source est analogue à ce qui a lieu pour les rayons α; elle a été vérifiée par MM. Meyer et von Schweidler, qui opéraient par la méthode fluoroscopique; P. Curie et moi nous avons observé le même fait en nous servant de la méthode électrique. Les conditions de production de ce phénomène n'ont pas encore été étudiées. Cependant quand le radium est enfermé dans un tube de verre et placé à assez grande distance d'un condensateur, qui est lui-même enfermé dans une boîte d'aluminium mince, il est indifférent de placer l'écran contre la source ou contre le condensateur; le courant obtenu est alors le même dans les deux cas.

L'expérience de H. Becquerel peut s'expliquer en admettant que le passage au travers de l'écran a pour effet de transformer certains rayons de grande vitesse en rayons moins rapides incapapables de traverser ce même écran.

120. Théorie du passage des rayons β au travers de la matière. — Nous venons de voir combien les phénomènes qui accompagnent le passage des rayons β au travers de la matière sont complexes. Les expériences faites jusqu'ici ne permettent pas encore de déterminer exactement l'importance relative de la dispersion des rayons β primaires, de leur transformation en rayons plus lents, et d'une émission de rayons secondaires. Cependant quelques essais ont été tentés pour traiter par le calcul ce problème compliqué, en adoptant comme base certaines hypothèses simples.

M. Mc. Clelland [1] a admis que dans chaque élément de volume d'une matière absorbante il y a production d'un rayonnement secondaire, dont l'intensité est proportionnelle à la radiation absorbée et qui, se comportant en tout point comme le rayonnement primaire, vient s'ajouter à celui-ci. Si l'on envisage la propagation d'un faisceau de rayons β parallèles entre eux au travers d'un écran d'épaisseur D, normal à la direction Ox du faisceau, et si l'on fait abstraction de la dispersion des rayons, on obtient pour la radiation de retour r et pour la radiation directe R qui traversent une section située à la distance x de la face d'entrée, les équations

[1] Mc. Clelland, *Dubl. Trans.*, 1906.

différentielles suivantes :

$$\frac{dR}{dx} = -\mu R - \frac{K\mu r}{2} - \frac{K\mu R}{2},$$

$$-\frac{dr}{dx} = -\mu r + \frac{K\mu r}{2} + \frac{K\mu R}{2};$$

où μ désigne le coefficient d'absorption de la radiation au vrai sens de ce mot, et K un coefficient qui indique le rapport dans lequel le rayonnement absorbé est transformé en rayonnement secondaire, émis par moitiés dans la direction du faisceau primitif et dans la direction opposée. Les conditions aux limites sont telles que pour $x = 0$, on a $R = \mathfrak{s}_0$, et pour $x = D$, $r = 0$, $\mathfrak{s}_0$ étant l'intensité de la radiation incidente qu'on peut prendre égale à 1. L'intégration de ces équations conduit aux résultats suivants pour la valeur de la radiation $\mathfrak{s}$ qui traverse la surface de sortie, $(x = D)$, d'un écran d'épaisseur D, et pour la valeur de la radiation $\mathfrak{s}'$ qui traverse en sens inverse la surface d'entrée, $(x = 0)$, du même écran :

$$\mathfrak{s} = \frac{(1 - p^2)\, e^{-\mu\sqrt{1-K}\,D}}{1 - p^2 e^{-2\mu\sqrt{1-K}\,D}},$$

$$\mathfrak{s}' = \frac{p\left(1 - e^{-2\mu\sqrt{1-K}\,D}\right)}{1 - p^2 e^{-2\mu\sqrt{1-K}\,D}},$$

où

$$p = \frac{2}{K}\left(1 - \frac{K}{2} - \sqrt{1 - K}\right).$$

M. Schmidt (1) arrive à la solution du même problème de la manière suivante : le rayonnement d'intensité i éprouve dans une couche de matière d'épaisseur dx une absorption réelle, l'intensité absorbée étant égale à $\alpha i dx$, où α est le *coefficient d'absorption vrai* de la substance; la portion $\beta i dx$ du rayonnement est réfléchie en arrière dans la même couche, et le rayonnement renvoyé se comporte comme le rayonnement direct; β est le *coefficient de réflexion*. On fait abstraction de la dispersion des rayons. Les équations différentielles obtenues directement pour l'intensité $\mathfrak{s}$ qui traverse dans le sens du rayonnement incident un écran d'épaisseur x, et pour l'intensité $\mathfrak{s}'$ qui émerge en sens inverse par

(1) SCHMIDT, *Ann. d. Phys.*, 1907.

la face d'entrée, sont les suivantes :

$$\frac{dS}{dx} = -(\alpha + \beta)S + \frac{S'}{S_0}\beta S,$$

$$\frac{dS'}{dx} = \frac{S}{S_0}\beta S.$$

S_0 étant l'intensité du faisceau primaire.

Pour une quantité $\beta S dx$ de radiation réfléchie dans la couche située à la distance x de l'entrée de l'écran, une proportion $\frac{S}{S_0}$ sera transmise de manière à accroître l'intensité du rayonnement de retour S', et une proportion $\frac{S'}{S_0}$ viendra s'ajouter au rayonnement direct S. En tenant compte, de plus, de ce que pour $x = 0$ l'intensité S' doit être réduite à zéro, et $\frac{dS'}{dx}$ doit prendre la valeur βS_0, on obtient les solutions suivantes :

$$\frac{S}{S_0} = \frac{(1 - p^2)e^{-\varphi x}}{1 - p^2 e^{-2\varphi x}},$$

$$\frac{S'}{S_0} = \frac{p(1 - e^{-2\varphi x})}{1 - p^2 e^{-2\varphi x}};$$

p et φ étant deux constantes reliées à α et β par les relations :

$$\alpha = \varphi\frac{1 - p}{1 + p}, \qquad \beta = \varphi\frac{2p}{1 - p^2}.$$

Les formules obtenues correspondent exactement à celles de M. Mc. Clelland, si l'on tient compte des notations adoptées pour les coefficients. Les constantes φ et p sont susceptibles d'une détermination expérimentale. Pour un écran très épais, on a

$$x = \infty, \qquad \frac{S'}{S_0} = p.$$

Par conséquent p représente la fraction de l'intensité incidente qui est renvoyée par un écran assez épais pour que l'effet limite soit atteint. D'autre part, comme $p < 1$, on peut, pour les valeurs de x qui ne sont pas trop petites, employer la formule approchée

$$S = (1 - p^2)e^{-\varphi x}.$$

Cette formule fournit la loi d'absorption exponentielle bien

connue; cependant φ n'est pas le vrai coefficient d'absorption, mais un coefficient complexe, qui dépend du coefficient d'absorption vrai α, et du coefficient de réflexion β et qui se confond avec le coefficient μ antérieurement défini (§ 113).

M. Schmidt a tenté de comparer les résultats du calcul aux résultats expérimentaux et a trouvé que la théorie indiquée est susceptible de rendre compte des expériences. Les coefficients p et φ augmentent avec la densité du métal. Pour les métaux denses et pour des écrans de faible épaisseur, on peut prévoir que la loi de décroissance de l'intensité transmise est plus rapide que celle qui correspond à la loi d'absorption exponentielle pour des ecrans plus épais; ainsi l'importance relative de la réflexion dans les premières couches de matière rencontrées se prête à expliquer la baisse initiale relativement rapide du rayonnement transmis par des écrans minces de grande densité.

La valeur p du rayonnement secondaire maximum renvoyé par un écran épais a été déterminée par divers observateurs ([1]). Les résultats numériques obtenus de différents côtés présentent de grands écarts qui dépendent probablement du dispositif expérimental employé. La quantité p est une fonction croissante du poids atomique P, et manifeste de plus une allure périodique. D'après M. Schmidt les coefficients α et β déterminés par lui présentent aussi des relations avec la densité d et le poids atomique P; les expressions

$$\frac{\alpha}{d}\sqrt[3]{P} = c_1 \qquad \text{et} \qquad \frac{\beta}{Pd} = c_2$$

conservent des valeurs approximativement constantes de sorte que les quantités $\frac{\alpha}{d}$ et $\frac{\beta}{d}$ (coefficient d'absorption vrai et coefficient de réflexion par unité de masse) sont des fonctions du poids atomique P seulement. Connaissant les constantes c_1 et c_2 on peut calculer les valeurs de α, β et φ pour toute matière simple. Si l'on admet que les valeurs des coefficients α et β pour une molécule se déduisent par voie d'addition des valeurs de ces mêmes coefficients pour les atomes composants, on peut de plus calculer la valeur de φ pour une

---

([1]) Mc. Clelland, *Phil. Mag.*, 1905. — Eve, *Phil. Mag.*, 1904. — Kucera, *Ann. d. Phys.*, 1905. — Righi, *Phys. Zeit.*, 1905. — Schmidt, *Jahrbuch d. Rad.*, 1908.

substance composée. M. Schmidt a trouvé un bon accord entre les valeurs de ε (ou de μ) ainsi calculées et celles que fournit l'expérience [1]. On peut remarquer, que dans ces conditions, l'absorption définie par le coefficient μ ne serait pas une propriété additive des atomes, contrairement aux résultats indiqués par d'autres observateurs (*voir* § 117).

Le Tableau suivant donne, d'après M. Schmidt, la valeur pour 100 du rayonnement secondaire maximum p, obtenu sur la face d'entrée d'un écran très épais, avec l'emploi des rayons homogènes de l'uranium et de l'actinium.

	Rayons β	
	de l'uranium.	de l'actinium.
	p.	p.
Mg	25,5	20,4
Al	27,0	21,8
Fe	40,8	33,4
Ni	43,4	34,3
Co	41,0	34,2
Cu	42,5	35,2
Zn	43,2	36,6
Pd	55,0	45,8
Ag	55,3	46,9
Sn	57,3	47,0
Pt	66,0	57,6
Au	68,4	58,3
Pb	68,4	58,3
Bi	70,0	60,0

Les théories indiquées ne tiennent pas compte de la distribution du rayonnement dans les différentes directions, et d'une transformation possible des rayons primaires. Les expériences montrent cependant que dans bien des cas le pouvoir pénétrant des rayons secondaires est en moyenne inférieur à celui des rayons primaires. Entre les résultats prévus par la théorie et les résultats expérimentaux on constate des divergences, ainsi qu'il était facile de le prévoir. Les courbes obtenues par l'expérience dépendent dans une large mesure du dispositif expérimental employé, et cette circonstance rend difficile leur représentation par des formules simples.

---

[1] SCHMIDT, *Phys. Zeit.*, 1910.

RAYONS α.

121. Nature des rayons α. Déviation magnétique et électrique.— Les rayons α constituent la partie la plus importante du rayonnement des corps radioactifs, en ce qui concerne le pouvoir ionisant et l'énergie du rayonnement. La nature de ces rayons a été reconnue plus tard que celle des rayons β; étant beaucoup moins sensibles que ces derniers à l'action d'un champ magnétique, ils ont été considérés d'abord comme non déviables.

La production de rayons α n'est pas liée à celle de rayons β et γ. C'est ainsi que le polonium émet seulement des rayons genre α et des électrons lents, mais n'émet pas de rayons β de vitesse comparable ou supérieure à celle des rayons cathodiques. Quand une substance radioactive émet à la fois des rayons α et des rayons β, il arrive que les deux groupes de rayons peuvent être temporairement séparés d'une manière totale ou partielle. Les groupes α et β de rayons de l'uranium peuvent éprouver une séparation complète temporaire, l'un d'eux étant attaché à l'uranium (groupe α), et l'autre appartenant à l'uranium X. Dans le rayonnement du radium, le groupe de rayons α qui appartient au radium lui-même peut être temporairement séparé du rayonnement total qui comprend d'autres groupes de rayons α, en même temps que des rayons β et γ.

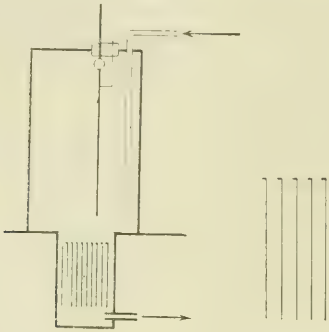
Les premières connaissances acquises sur les rayons α étaient basées surtout sur l'étude de leur pouvoir pénétrant; les rayons α à ce point de vue ne se comportent pas comme les rayons β. Une étude que j'ai faite à ce sujet en 1900 m'a amenée à assimiler les rayons α à des projectiles doués d'une grande vitesse, qui éprouvent une perte de force vive en traversant des obstacles ([1]). Plusieurs savants ont émis l'opinion que les rayons α pouvaient être des particules chargées positivement et animées d'un mouvement rapide ([2]), ([3]). Cette manière de voir a été définitivement établie par les expériences de M. Rutherford ([4]) qui

([1]) Mme Curie, *Comptes rendus*, 1900.
([2]) Strutt, *Phil. Trans.*, 1901.
([3]) Crookes, *Chem. New.*, 1902.
([4]) Rutherford, *Phys. Zeit.*, 1902.

a découvert l'action du champ magnétique sur les rayons α.

Voici quel était le dispositif expérimental primitivement employé. Les rayons émis par une couche mince de sel radifère très actif passaient au travers d'une série de fentes étroites parallèles (*fig.* 116), et ensuite au travers d'une feuille d'aluminium n'ayant que $0^{cm},0003$ d'épaisseur; les rayons pénétraient ensuite dans une chambre d'ionisation et produisaient un cou-

Fig. 116.



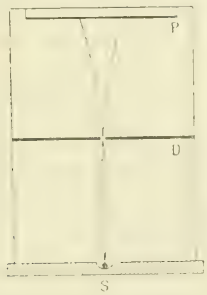
rant qui pouvait être mesuré. Les fentes étaient obtenues en plaçant une serie de plaques parallèles dans des rainures equidistantes pratiquées dans deux plaques verticales parallèles entre elles. La largeur des fentes variait entre $0^{cm},042$ et $0^{cm},1$. Le champ magnétique étant normal au plan du tableau et parallèle au plan des fentes, les rayons étaient déviés dans le plan du tableau et absorbés par les parois des fentes. Un courant de gaz hydrogène circulant dans l'appareil du haut vers le bas empêchait l'émanation de pénétrer dans la chambre d'ionisation. On mesurait le courant obtenu en l'absence du champ, puis on recommençait la mesure en absorbant les rayons α complètement par une lame de mica mince; la différence des courants obtenus dans ces deux expériences représentait l'effet des rayons α seuls. Quand le champ magnétique était suffisamment intense, tous les rayons α étaient déviés. Pour déterminer le sens de la déviation, on employait des fentes de 1^{mm} de largeur, recouvertes sur la moitié de leur largeur par une bande de laiton; la diminution de l'effet ionisant lors de l'application du champ magnétique dépend

en ce cas du sens du champ. Cette expérience a permis d'établir que la déviation se fait dans le sens opposé à celui qu'on obtient avec les rayons cathodiques, et que, par suite, il y a lieu d'admettre que les *rayons α sont chargés positivement.*

La déviation des rayons α dans un champ magnétique est faible. Des expériences ultérieures ont montré que le rayon de courbure de la trajectoire est égal à environ 10^{cm} dans un champ pour lequel on aurait obtenu un rayon de courbure de $0^{cm},01$ avec les rayons cathodiques.

Les résultats de M. Rutherford ont été confirmés par H. Becquerel [1] qui obtint la déviation des rayons α du radium et du polonium par la méthode radiographique. Cette méthode se prête très bien à cet usage et a rendu dans la suite de grands services dans l'étude des rayons α. La substance radiante était placée dans une cuve linéaire (*fig.* 117); au-dessus de la source, à une distance de 1^{cm} environ, se trouvait un écran métallique D. percé d'une fente parallèle à la cuve et placé au-dessus de celle-ci.

Fig. 117.



Une plaque photographique P normale à la direction primitive du faisceau recevait l'impression. Le champ magnétique était normal au plan du tableau. Par renversement du champ on obtenait deux impressions linéaires d'une grande netteté, correspondant aux rayons α seuls, les rayons β étant complètement rejetés de côté pour un champ aussi intense que celui qu'il fallait employer. Si la plaque photographique, au lieu d'être normale au faisceau, était presque parallèle à sa direction, la trajectoire

---

[1] BECQUEREL, *Comptes rendus*, 1903.

du faisceau dévié se trouvait reproduite. Une épreuve de ce genre est représentée dans la figure 1, Planche VI. Dans tous les cas l'impression s'est montrée nette, ne présentant pas de diffusion ni de dispersion appréciable, et indiquant que le faisceau ne pouvait être composé de rayons très hétérogènes.

La déviation électrique des rayons α a été obtenue par M. Rutherford [1] au moyen d'un dispositif analogue à celui qui avait servi pour mettre en évidence la déviation magnétique; les plateaux qui formaient les fentes étaient en ce cas fixés dans des plaques d'ébonite; le champ électrique était établi entre deux plateaux voisins au moyen d'une batterie de petits accumulateurs. Quand les fentes n'avaient qu'une largeur de $0^{cm},01$, et que le champ atteignait la valeur de 10000 volts par centimètre, la diminution d'intensité du rayonnement produite par le champ était de 45 pour 100.

La nature des rayons α se trouvait donc déterminée par l'ensemble des expériences qui viennent d'être décrites. Les expériences quantitatives ayant pour but la détermination de la vitesse des rayons et du rapport de la charge à la masse, seront décrites dans la suite de ce Chapitre.

122. **Étude des rayons α par la méthode des scintillations.** — Les rayons α produisent la luminosité des substances phosphorescentes, et le sulfure de zinc est particulièrement sensible à ce point de vue. La luminosité du sulfure de zinc, blende de Sidot, par l'action des rayons α n'est pas continue, mais présente le phénomène très curieux de *scintillations* qui a été découvert par M. Crookes [2]. L'appareil de M. Crookes pour l'observation des scintillations se nomme *spinthariscope*. Cet appareil se compose essentiellement d'un grain de sel de radium maintenu à l'extrémité d'un fil métallique en face d'un écran au sulfure de zinc phosphorescent. Le grain de radium est à une très petite distance de l'écran ($0^{mm},5$, par exemple), et l'on regarde au moyen d'une loupe la face de l'écran tournée vers le radium. Dans ces conditions l'œil aperçoit sur l'écran une véritable

---

(1) RUTHERFORD, *Radioactivity*.
(2) CROOKES, *Chem. News*, 1903.

pluie de points lumineux qui apparaissent et disparaissent continuellement. L'écran présente l'aspect d'un ciel étoilé. Les points brillants sont plus rapprochés dans les régions de l'écran voisines du radium, et dans le voisinage immédiat de celui-ci la lueur paraît continue. Le phénomène ne semble pas altéré par les courants d'air; il se produit dans le vide, mais il est supprimé par un écran d'assez faible épaisseur, ($0^{mm},1$ d'aluminium), placé entre le radium et l'écran phosphorescent; on pouvait donc conclure que le phénomène est dû à l'action des rayons α les plus absorbables du radium.

On pouvait imaginer que l'apparition d'un des points lumineux sur l'écran phosphorescent est provoquée par le choc d'un projectile isolé. Dans cette manière de voir, on avait affaire, pour la première fois, à un phénomène permettant de distinguer l'action individuelle d'une particule dont les dimensions sont du même ordre de grandeur que celles d'un atome.

L'aspect des points lumineux est le même que celui des étoiles ou de objets ultra-microscopiques fortement éclairés, qui ne produisent pas sur la rétine des images nettes, mais des taches d diffraction; et ceci est bien en accord avec la conception que chaque point lumineux extrêmement petit est produit par le choc d'un seul atome. Cette conception a été vérifiée par des travaux récents, dans lesquels le nombre des particules α reçues par un écran et le nombre des scintillations étaient déterminés indépendamment; il a été prouvé qu'on peut compter les particules α par le nombre des scintillations qu'elles produisent.

Les scintillations peuvent être obtenues avec le radium, l'actinium, le polonium, les radioactivités induites; l'émanation de l'actinium donne des effets particulièrement brillants. Elles ont pu être observées avec des substances faiblement actives telles que l'uranium, le thorium, la pechblende [1]. Pour cela on dispose sur la substance active un écran de matière transparente, recouvert sur la face inférieure d'une couche mince de sulfure de zinc; les scintillations sont observées avec une loupe, après un séjour d'une certaine durée dans l'obscurité complète.

---

[1] GLEW, *Arch. Röntgen Ray*, 1904.

La production des scintillations est donc une propriété générale des rayons α.

Pour observer les scintillations on peut remplacer le sulfure de zinc par la willemite, le diamant, le platinocyanure de potassium. Avec le platinocyanure de baryum l'observation est difficile, probablement à cause d'une persistance trop grande de l'effet lumineux.

On peut remarquer que le sulfure de zinc est très sensible aux chocs, qui peuvent produire facilement des effets lumineux accompagnant, d'après Becquerel, le clivage des cristaux.

On peut se servir du phénomène des scintillations pour observer avec une certaine précision la distance à laquelle s'étend l'action des rayons α. Le phénomène des scintillations est particulièrement caractéristique pour les rayons α; toutefois il a pu être observé à un faible degré avec les rayons β.

123. **Absorption des rayons α.** — Les premières expériences, faites sur l'absorption des rayons α par la matière, ont mis en évidence que ces rayons ont, à ce point de vue, des propriétés très différentes de celles des rayons β.

Le polonium se prête particulièrement à l'étude des rayons α puisqu'il n'émet point d'autres rayons. J'ai étudié l'absorption des rayons du polonium par une méthode électrique [1]. J'ai trouvé que les rayons du polonium sont d'autant plus absorbables, que l'épaisseur de matière qu'ils ont déjà traversée est plus grande [1]. Cette loi d'absorption singulière est contraire à celle qu'on connaît pour les autres rayonnements.

L'expérience était disposée de la manière suivante : les deux plateaux d'un condensateur PP et P'P' (*fig.* 118) sont horizontaux et abrités dans une boîte métallique BBBB en relation avec le sol. Le corps actif A, situé dans une boîte métallique épaisse CCCC faisant corps avec le plateau P'P', agit sur l'air du condensateur au travers d'une toile métallique T; les rayons qui traversent la toile sont seuls utilisés pour la production du courant, le champ électrique s'arrêtant à la toile. On peut faire varier la distance AT du corps actif à la toile. Le champ

---

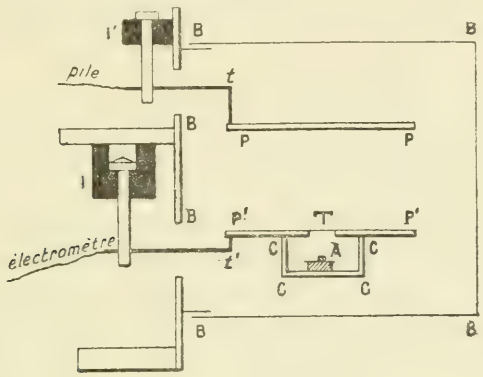
[1] Mme Curie, *Comptes rendus*, 8 janvier 1900.

entre les plateaux est établi au moyen d'une pile; la mesure du courant se fait au moyen d'un électromètre et d'un quartz piézo-électrique. En plaçant en A sur le corps actif divers écrans et en modifiant la distance AT, on peut mesurer l'absorption des rayons qui font dans l'air des chemins plus ou moins grands.

Voici les résultats obtenus avec le polonium :

Pour une certaine valeur de la distance AT (4^{cm} et au-dessus), aucun courant ne passe : les rayons ne pénètrent pas dans le

Fig. 118.



condensateur. Quand on diminue la distance AT, l'apparition des rayons dans le condensateur se fait d'une manière assez brusque, de telle sorte que, pour une petite diminution de la distance, on passe d'un courant très faible à un courant très notable; ensuite le courant s'accroît régulièrement quand on continue à rapprocher le corps radiant de la toile T.

Quand on recouvre la substance radiante d'une lame d'aluminium laminé de $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur, l'absorption produite par la lame est d'autant plus forte que la distance AT est plus grande. Si l'on place sur la première lame d'aluminium une deuxième lame pareille, chaque lame absorbe une fraction du rayonnement qu'elle reçoit, et cette fraction est plus grande pour la deuxième lame que pour la première, de telle façon que c'est la deuxième lame qui semble plus absorbante.

Dans le Tableau qui suit, on a fait figurer : dans la première ligne, les distances en centimètres entre le polonium et la toile T;

dans la deuxième ligne, la proportion de rayons pour 100 transmise par une lame d'aluminium ; dans la troisième ligne, la proportion de rayons pour 100 transmise par deux lames du même aluminium.

Distance AT	3,5	2,5	1,9	1,5	0,5
Proportion de rayons transmis par une lame	0	0	5	10	25
Proportion de rayons transmis par deux lames	0	0	0	0	0,7

Dans une autre expérience on a obtenu les nombres suivants :

Distance AT en centimètres	0	1,5	2,6
Proportion de rayons transmis par l'écran	76	66	39

Dans ces expériences, la distance des plateaux P et P' était de 3^{cm}. On voit que l'interposition de la lame d'aluminium diminue l'intensité du rayonnement en plus forte proportion dans les régions éloignées que dans les régions rapprochées.

L'effet est encore plus marqué quand la distance des plateaux n'est que de $0^{cm},5$; la fraction du rayonnement transmise par la lame d'aluminium est en ce cas de 47 pour 100, et, à travers deux lames, elle est de 5 pour 100 du rayonnement primitif.

Ainsi, pour les rayons du polonium la fraction du rayonnement absorbée par un écran donné croît avec l'épaisseur de matière qui a déjà été traversée par le rayonnement, mais cela a lieu surtout à partir d'une certaine valeur de la distance AT. Quand cette distance est nulle (le polonium étant tout contre la toile, en dehors ou en dedans du condensateur), il arrive que, de plusieurs écrans identiques très minces superposés, chacun absorbe la même fraction du rayonnement qu'il reçoit; autrement dit, l'intensité du rayonnement diminue alors suivant une loi exponentielle en fonction de l'épaisseur de matière traversée, comme cela aurait lieu pour un rayonnement homogène et transmis par la lame sans changement de nature. Toutefois les résultats obtenus peuvent dépendre dans une certaine mesure du dispositif expérimental employé.

Voici quelques résultats numériques relatifs à ces expériences :

Pour une distance AT égale à $1^{cm},5$, un écran en aluminium

mince transmet la fraction 0,51 du rayonnement qu'il reçoit quand il agit seul, et la fraction 0,34 seulement du rayonnement qu'il reçoit quand il est précédé par un autre écran pareil à lui. Au contraire, pour une distance AT égale à 0, ce même écran transmet dans les deux cas considérés la même fraction du rayonnement qu'il reçoit et cette fraction est égale à 0,71; elle est donc plus grande que dans le cas précédent.

Voici, pour une distance AT égale à 0, et pour une succession d'écrans très minces superposés, des nombres qui indiquent pour chaque écran le rapport du rayonnement transmis au rayonnement reçu :

Série de 9 feuilles de cuivre très minces.	Série de 7 feuilles d'aluminium très minces.
0,72	0,69
0,78	0,94
0,75	0,95
0,77	0,91
0,70	0,92
0,77	0,93
0,69	0,91
0,79	
0,68	

Les nombres de chaque colonne peuvent être considérés comme constants; seul, le premier nombre de la colonne relative à l'aluminium indique une absorption plus forte que celle indiquée par les nombres suivants.

Les rayons α du radium se comportent comme les rayons du polonium. On peut étudier ces rayons à peu près seuls en renvoyant les rayons bien plus déviables β de côté, par l'emploi d'un champ magnétique; les rayons γ semblent, en effet, peu importants par rapport aux rayons α. Toutefois, on ne peut opérer ainsi qu'à partir d'une certaine distance de la source radiante. Voici les résultats d'une expérience de ce genre. On mesurait la fraction du rayonnement transmise par une lame d'aluminium de $0^{mm},01$ d'épaisseur; cette lame était placée toujours au même endroit, au-dessus et à petite distance de la source radiante. On observait, au moyen de l'appareil de la figure 94, le courant produit dans le

condensateur pour diverses valeurs de la distance AD, en présence et en absence de la lame.

Distance AD	6,0	5,4	3,4
Proportion de rayons transmis par l'aluminium	3	7	24

Ce sont encore les rayons qui allaient le plus loin dans l'air qui sont le plus absorbés par l'aluminium. Il y a donc une grande analogie entre la partie absorbable α du rayonnement du radium et les rayons du polonium.

L'arrêt des rayons α du radium dans l'air se produit à une distance de la source qui est égale à environ 7^{cm}.

Le mode d'absorption des rayons α les différencie nettement des rayons β; il évoque l'idée de projectiles qui épuisent leur vitesse en traversant la matière. Ces projectiles constituent cependant des rayons capables de traverser les écrans sans diffusion sensible et en donnant des ombres géométriques parfaites.

Des expériences de même nature ont été décrites par M. Rutherford et Miss Brooks [1]; la substance active était placée dans un condensateur à plateaux et des écrans en aluminium mince étaient posés directement sur la substance; on employait le polonium ou le radium au minimum d'activité, c'est-à-dire le radium privé temporairement de rayons autres que les rayons α. La loi d'absorption obtenue avec le radium ne s'écarte pas beaucoup de la forme exponentielle, cependant le pouvoir pénétrant diminue quand l'épaisseur de matière traversée croît. Pour le polonium ce dernier effet est beaucoup plus marqué, et la décroissance du rayonnement est plus rapide que ne l'indiquerait une loi exponentielle.

La forme des courbes d'absorption obtenues pour les rayons α dépend du dispositif expérimental employé, en particulier de l'épaisseur de la couche active et des limites dans lesquelles varie l'obliquité des rayons utilisés. Les rayons α des différentes substances pénètrent dans l'air à des distances différentes (7^{cm} pour le radium et 4^{cm} pour le polonium).

Les courbes d'absorption obtenues par M. Rutherford et Miss Brooks pour les rayons α de l'uranium, du thorium, du radium,

---

(1) Rutherford et Miss Brooks, *Phil. Mag.*, 1902.

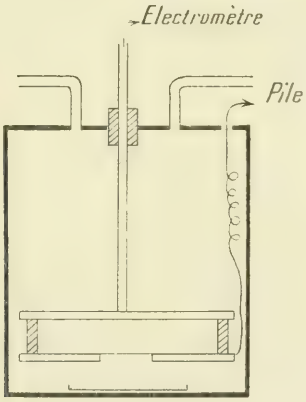
du polonium, des dépôts actifs du thorium et du radium, ont une allure exponentielle; la matière absorbante était l'aluminium, et l'épaisseur maximum employée a été de $0^{mm},017$. Les émanations étaient entraînées par un courant d'air pour éviter l'activation des appareils de mesures. Le pouvoir pénétrant des rayons des différentes substances décroît dans l'ordre suivant :

Radioactivité induite du thorium.
Radioactivité induite du radium.
Thorium.
Radium.
Polonium.
Uranium.

Cet ordre est le même que celui indiqué dans le paragraphe 104.

L'absorption des rayons α par les gaz a été étudiée par M. Rutherford [1]. Les rayons émanant de la substance active (*fig.* 119) tra-

Fig. 119.



versaient une feuille d'aluminium mince et étaient reçus dans un condensateur à plateaux, dont la distance à la substance active pouvait être modifiée à volonté. L'ensemble de l'appareil était enfermé dans une boîte étanche dans laquelle on introduisait le gaz étudié. La surface active étant de grande étendue était considérée comme indéfinie. Si le rayonnement reçu dans le

[1] RUTHERFORD, *Radioactivity*.

condensateur diminue suivant une loi exponentielle en fonction de la distance, ce rayonnement a une valeur proportionnelle à $e^{-\mu x}$ à l'entrée du condensateur, et une valeur proportionnelle à $e^{-\mu(x+d)}$ à la face opposée, en désignant par μ le coefficient d'absorption et par d la distance des plateaux. Par suite, le rayonnement utilisé est proportionnel à $e^{-\mu x}(1 - e^{-\mu d})$, et décroît aussi suivant une loi exponentielle quand on fait varier la distance x du condensateur à la matière active.

La loi d'absorption obtenue se rapproche en effet d'une loi exponentielle. Voici les nombres qui mesurent dans différents gaz la distance x à laquelle le rayonnement de l'oxyde d'uranium est réduit de moitié :

Gaz CO^2	$x = 3^{mm}$
» Air	4,3
» CO	7,5
» H^2	16

Les nombres qui mesurent dans l'air la distance x à laquelle le rayonnement α des différentes substances actives est réduit de moitié sont les suivants :

Uranium	$x = 4^{mm},3$
Radium	7,5
Thorium	10
Radioactivité induite du thorium et du radium	16,5

Ces nombres ne peuvent être utilisés qu'à titre d'indication, car ils peuvent varier avec le dispositif expérimental employé.

124. Méthode de MM. Bragg et Kleemann pour l'étude des rayons α. — Les expériences qui ont été décrites dans le paragraphe 123, ont montré que le rayonnement du polonium est franchement limité dans l'air à une distance très approximativement égale à 4^{cm}, et que le rayonnement α du radium forme de même autour de la substance une gaîne qui s'étend à une distance de 7^{cm}. Ces expériences ont prouvé que le pouvoir ionisant des rayons α est épuisé à une distance de quelques centimètres de la source, ce qui indique que les rayons ont pu éprouver une perte d'énergie cinétique le long de leur parcours, la perte pouvant être attribuée à la dépense d'énergie nécessaire pour produire l'ioni-

sation du gaz. On verra, d'ailleurs, que le nombre d'ions produit par une particule α le long de son parcours dans le gaz est très élevé et de l'ordre de 200 000; le travail d'ionisation peut donc représenter une perte d'énergie importante.

MM. Bragg et Kleemann [1] ont fait l'hypothèse que les rayons α émis par une substance radioactive simple possèdent tous la même vitesse initiale, et qu'ils sont, par suite, capables de produire l'ionisation de l'air sur une même distance déterminée a qui se nomme leur *parcours*. Seuls les rayons α émis par la surface de la matière active peuvent réaliser le parcours a; les rayons provenant d'une profondeur z éprouvent une perte d'énergie en traversant la matière; on admet que cette perte d'énergie se traduit par une diminution du parcours restant dans l'air, et que cette diminution proportionnelle à z peut être désignée par ρz, ρ étant un coefficient qu'on nomme *coefficient d'abaissement;* dans la théorie primitive on considérait que ρ représente le rapport entre la densité de la matière traversée et la densité de l'air. On suppose encore, conformément aux indications de l'expérience, qu'un faisceau de rayons α traverse la matière sans éprouver une dispersion appréciable et que, par suite, le trajet des rayons dans l'air est rectiligne.

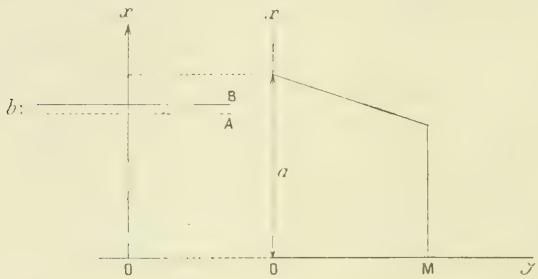
Considérons un faisceau de rayons α parallèles émis par une couche de matière d'épaisseur l suffisamment faible pour que les rayons émanant du fond de la couche puissent encore pénétrer dans l'air, c'est-à-dire pour qu'on ait $\rho l < a$, et examinons comment varie l'ionisation dans l'air à une distance x de la surface de la couche active. Pour mesurer cette ionisation on laisse pénétrer les rayons dans un condensateur à plateaux très rapprochés, et dont le plateau A est constitué par une toile métallique (*fig.* 120); nous désignerons par x la distance variable du plateau A à la matière active et par b la distance des plateaux (profondeur de la chambre d'inoisation). Aucun courant ne sera observé dans le condensateur quand on aura $x > a$. Supposons que le pouvoir ionisant d'un rayon reste constant sur toute la longueur du parcours. Si l'on considère les distances inférieures à $a - \rho l$, le nombre de rayons α qui traversent chaque plan parallèle à la surface active reste constant, et l'ionisation dans la

---

[1] Bragg et Kleemann, *Phil. Mag.*, 1904 et 1905.

chambre conserve une valeur constante OM. Quand x dépasse la distance $a - \rho l$, les rayons venant des couches les plus profondes commencent à ne plus traverser la chambre; un déplacement égal à dx a pour effet de supprimer l'action des rayons qui proviennent d'une épaisseur $\frac{dx}{\rho}$ de la couche active; la diminution d'ionisation qui en résulte est donc proportionnelle à $\frac{nNdx}{\rho}$, si l'on désigne par N le nombre de rayons émis par la couche active

Fig. 100.



par unité d'épaisseur, et par n le nombre d'ions produits par chaque rayon par unité de longueur du trajet.

Tant que les rayons extrêmes atteignent le plateau supérieur, l'ionisation entre les plans qui correspondent aux ordonnées x et $x + b$ est mesurée par l'expression

$$\mathcal{I} = \int_x^{x+b} nN\frac{(a-x)}{\rho}\,dx = \frac{nNb}{\rho}\left(a - \frac{b}{2} - x\right).$$

L'ionisation décroît donc en fonction de la distance suivant une loi linéaire, l'inclinaison de la droite représentative étant proportionnelle à $\frac{nNb}{\rho}$.

Quand les rayons extrêmes n'atteignent plus le plateau supérieur, l'ionisation est donnée par la formule

$$\mathcal{I} = \int_x^{a} nN\frac{a-x}{\rho}\,dx = \frac{nN}{2\rho}(a-x)^2.$$

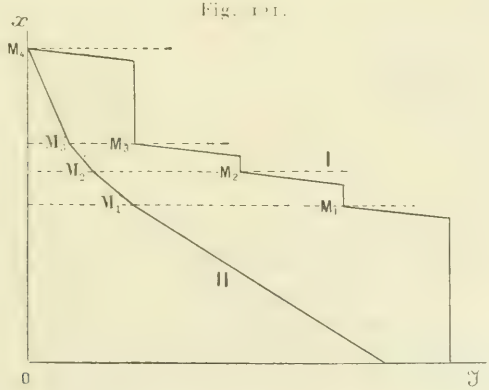
La variation de $\mathcal{I}$ en fonction de x est alors représentée par un arc de parabole; toutefois quand on emploie une chambre d'ioni-

sation très étroite, cette portion de courbe est relativement peu importante.

Supposons que la matière active donne lieu à une émission de plusieurs groupes de rayons α, chaque groupe étant homogène et se comportant suivant la théorie qui vient d'être exposée; supposons de plus que les parcours des rayons des différents groupes ne sont pas très voisins entre eux et que ρ a la même valeur pour tous les groupes. On pourra alors choisir l'épaisseur de la couche active de telle manière que, pour chaque faisceau, le trajet restant des rayons venant de la surface, soit plus court que le trajet restant des rayons venant du fond pour le faisceau qui vient ensuite dans l'ordre des vitesses d'émission croissantes. L'ionisation $\mathcal{I}$ varie en ce cas en fonction de x suivant une courbe représentative comprenant des portions rectilignes d'intensité constante, séparées par des portions rectilignes de décroissance linéaire. Si l'on admet que chaque groupe comprend le même nombre de rayons, et que le pouvoir ionisant des rayons des divers groupes est le même, les segments de droites inclinées auront tous les mêmes inclinaisons correspondant à la valeur commune de $\frac{n\,\mathcal{N}b}{\rho}$ et les mêmes longueurs correspondant aux valeurs, égales entre elles, des différences des trajets effectués dans l'air par les rayons venant du fond et de la surface de la couche active pour chaque faisceau.

La figure 121 a été construite en admettant que la substance

Fig. 121.

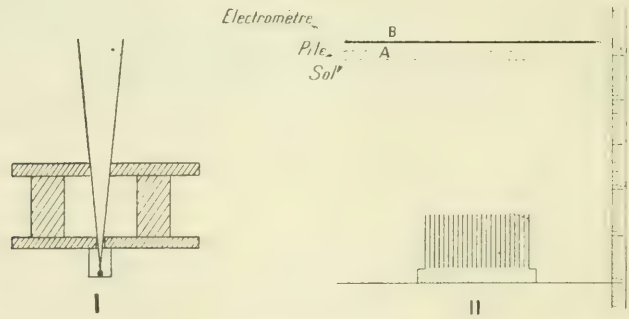


active émet quatre groupes de rayons α pour lesquels les suppositions précédentes se trouvent vérifiées. Les ordonnées des

points M_1, M_2, M_3, M_4 (*fig.* 121, I), mesurent les parcours des rayons des différents groupes dans l'ordre des vitesses d'émission croissantes. Ce cas est approximativement réalisé pour l'émission α du radium en équilibre avec l'émanation et la radioactivité induite.

Voici quel était le dispositif expérimental qui a servi à vérifier les prévisions de la théorie. Il était nécessaire d'employer des rayons normaux à la surface active S. Pour cela le rayonnement émis par la source était limité au moyen d'un diaphragme convenable. Le diaphragme primitivement employé est représenté dans la figure 122, I; ensuite on a considéré comme préférable de constituer le diaphragme par un grand nombre de petits tubes juxtaposés ayant, par exemple, 1^{cm} de longueur et 2^{mm} de diamètre (*fig.* 122, II). L'emploi du diaphragme empêche évidemment de poursuivre les mesures jusqu'à la surface active. Pour mesurer l'ionisation on réunit le plateau B à l'électromètre et la toile A à la batterie. Il est utile de disposer au voisinage de A du côté de la source une toile métallique reliée au sol, destinée à absorber les ions qui étant produits entre la source et la toile A, pourraient pé-

Fig. 122.



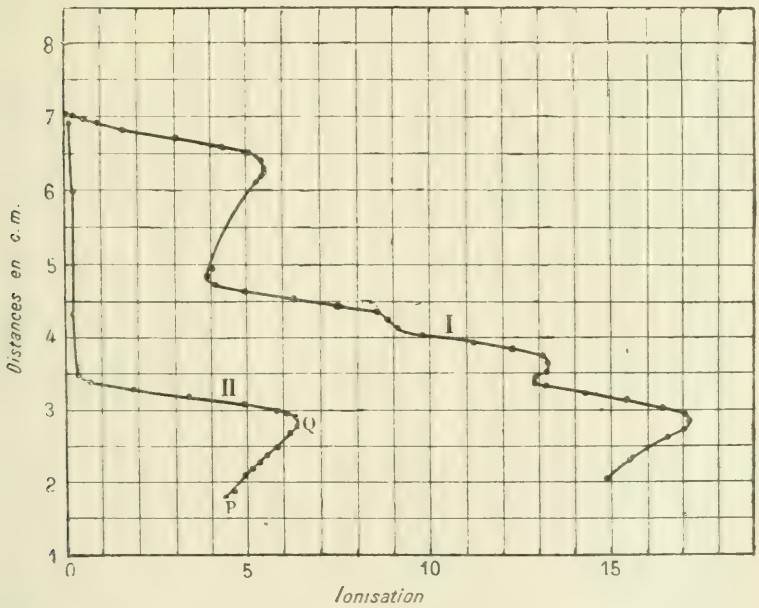
nétrer par diffusion dans la chambre AB. La profondeur de la chambre est de 1^{mm} à 2^{mm}. La nécessité d'isoler des rayons normaux réduit dans une très forte proportion l'intensité du rayonnement, et il est nécessaire d'employer une source très active ou un dispositif de mesures sensible.

L'application de cette méthode de recherche à l'étude du rayonnement α du radium a permis à MM. Bragg et Kleemann de vérifier dans les lignes principales l'exactitude des prévisions

théoriques et à mettre en évidence ce fait important, que le radium émet quatre groupes de rayons α qui se distinguent entre eux par la vitesse d'émission. De plus l'expérience a montré que ces groupes sont susceptibles d'être séparés, et que chacun d'eux appartient à une substance radioactive distincte au sens de la théorie de désintégration des éléments radioactifs. Certaines suppositions faites dans la théorie primitive ont dû toutefois être modifiées.

La figure 123, I représente la courbe obtenue avec le radium en équilibre radioactif. Cette courbe indique l'existence de quatre groupes de rayons qui font successivement leur apparition à mesure qu'on se rapproche de la substance active. Les parcours des rayons des divers groupes sont $3^{cm},5$, $4^{cm},23$, $4^{cm},83$ et $7^{cm},06$. Ce dernier nombre concorde avec l'évaluation antérieurement faite

Fig. 123.



de la distance à laquelle s'arrêtent dans l'air les rayons α du radium. L'ionisation qui persiste à une distance supérieure à 7^{cm} est faible; elle est attribuable aux rayons β et γ du radium.

Le groupe de rayons α dont le parcours est le plus faible pro-

vient du radium lui-même. En effet, si l'on prend soin de chasser l'émanation du radium par une chauffe très forte et très prolongée (plus de 3 heures), de manière à laisser s'éteindre la radioactivité induite, ce groupe de rayons subsiste seul, et l'on obtient alors la courbe II (*fig.* 123). Cette courbe affecte l'allure générale prévue dans la figure 120 pour un groupe de rayons homogènes. Cependant la portion rectiligne verticale est remplacée par une portion inclinée PQ. Si l'on admet qu'il y a cependant correspondance entre ces deux portions et que le nombre des rayons reste constant dans la région PQ, alors les abscisses dans cette région représentent le pouvoir ionisant moyen du faisceau à une distance x de la surface active. On ne peut donc plus considérer que ce pouvoir ionisant est le même sur toute la longueur du parcours, mais on est conduit à admettre qu'il augmente avec la distance déjà franchie et qu'il est maximum vers la fin du parcours. Le même effet peut être constaté pour tous les groupes de rayons du radium ainsi qu'on le voit dans la figure 123, I. Abstraction faite des écarts pouvant provenir de cette cause, on doit s'attendre à ce que les ionisations produites par les divers faisceaux soient égales, si le nombre des particules α est le même dans chaque faisceau. Cette prévision se trouve vérifiée approximativement, les abscisses qui correspondent aux maximums de δ étant sensiblement dans le rapport 1 : 2 : 3 : 4.

La séparation des faisceaux est d'autant plus nette que la couche de matière radiante est plus mince; quand elle ne l'est pas suffisamment, on ne peut distinguer les faisceaux de parcours voisins $4^{cm},23$ et $4^{cm},83$. Pour obtenir une couche mince on évapore une solution étendue de sel radifère sur une plaque de métal. Toutefois, en examinant la surface active au microscope, on constate toujours que le sel est ramassé en petits cristaux, et il ne semble pas possible d'obtenir ainsi une couche uniforme de très faible épaisseur.

Quand la couche de matière radifère est plus épaisse, la diminution de l'ionisation commence à se produire dès qu'on s'éloigne de la substance active. La courbe $\delta = f(x)$, prévue par la théorie approchée, est alors celle de la figure 121, II, les ordonnées des points M_1, M_2, M_3, M_4 correspondant au parcours des faisceaux, et les inclinaisons des quatre segments de droites étant dans le rapport 1 : 2 : 3 : 4. En effet, le segment M_1M_3 correspond à la

disparition d'un seul faisceau, et son inclinaison est caractérisée par le coefficient $\frac{n\lambda b}{2}$, le segment M_3M_2 corrrespond à la disparition de deux faisceaux et à l'inclinaison $\frac{2n\lambda b}{2}$, etc. Des courbes qui rappellent la ligne polygonale théorique ont été obtenues par MM. Bragg et Kleemann.

Le faisceau de rayons α dont le parcours est le plus grand ($7^{cm},06$) est dû au dépôt actif du radium, car il persiste après une chauffe très forte mais d'assez courte durée, qui a pour effet de chasser l'émanation sans que la destruction du dépôt actif ait été achevée : ce faisceau disparaît en ce cas rapidement pendant la première demi-heure qui suit la chauffe; il est dû au composant radium C du dépôt actif, composant susceptible d'être isolé.

Les deux autres groupes de rayons α peuvent être attribués à l'émanation du radium et au premier composant du dépôt actif, le radium A; le radium A est la matière radioactive à laquelle est attribuée la décroissance initiale très rapide du rayonnement total obtenu par la radioactivité induite, tandis que le radium C est la matière dont le rayonnement α peut être observé pour des temps supérieurs à une demi-heure à partir du début de la désactivation.

La méthode employée par MM. Bragg et Kleemann pour l'analyse du rayonnnement α du radium a été appliquée ensuite par de nombreux observateurs à l'étude des rayons α émis par les autres corps radioactifs. On a obtenu ainsi les résultats suivants :

Le polonium émet un seul groupe de rayons α dont le parcours dans l'air est égal à $3^{cm},86$ [1].

L'actinium émet quatre (ou cinq) groupes de rayons α qui peuvent être attribués aux différents produits de sa désintégration (*voir* Chap. XV).

Le thorium émet cinq ou six groupes de rayons α dont un lui appartient vraisemblablement, les cinq autres appartenant aux produits de sa désintégration (*voir* Chap. XIV).

L'expérience est favorable à la manière de voir d'après laquelle l'émission d'un seul groupe de rayons α caractérise une substance radioactive simple, l'émission de plus d'un groupe étant l'indice d'une composition complexe de la substance active. Cette opinion

---

(1) Levin, *Phys. Zeit.*, 1906.

résulte des séparations qu'on a pu réaliser entre les différents groupes de rayons α émis par les substances primaires, et qui ont, en général, conduit à attribuer chaque groupe à une substance chimiquement distincte.

La longueur du parcours dans l'air, à la pression et à la température normales, est une donnée caractéristique pour un groupe de rayons α. Dans ce qui précède, le parcours a été défini par la distance à laquelle s'étend dans l'air l'action ionisante des rayons; toutefois l'expérience a montré que toute autre propriété des rayons peut aussi être observée seulement jusqu'à une certaine limite qui est approximativement la même dans tous les cas (*voir* § 129, 132). Il semble donc qu'il existe une liaison étroite entre les diverses propriétés de la particule α; en vertu de cette liaison les procédés d'étude qui consistent à déceler la présence des particules par la production d'ions, la production de scintillations, l'effet radiographique ou le transport de charge électrique paraissent équivalents, au moins en première approximation.

126. **Courbe d'ionisation des rayons** α — La courbe $I = f(x)$ qui donne, suivant la méthode Bragg et Kleemann, la valeur de l'ionisation I en fonction de la distance x à la surface active, sera nommée, pour abréger, *courbe d'ionisation des rayons* α.

Les ordonnées x de cette courbe représentent les distances à la surface de la couche active, supposée plane et très mince; les abscisses I représentent, pour des rayons approximativement normaux à la surface active, le nombre d'ions produits entre deux plans parallèles à cette surface, ayant entre eux une distance fixe b, et ayant comme ordonnées $x - \frac{b}{2}$ et $x + \frac{b}{2}$. On peut donc considérer que I est l'ionisation moyenne par unité de longueur; tant que le nombre des particules reste invariable, c'est aussi la valeur moyenne du pouvoir ionisant dans la région comprise entre les deux plans qui limitent la chambre d'ionisation. Il peut paraître préférable de porter x en abscisses et I en ordonnées.

L'étude de la courbe d'ionisation offre un grand intérêt. Nous avons vu que l'ionisation I augmente avec x et passe par un maximum pour une certaine valeur de cette distance; le maximum est suivi d'une décroissance très rapide. Un examen attentif

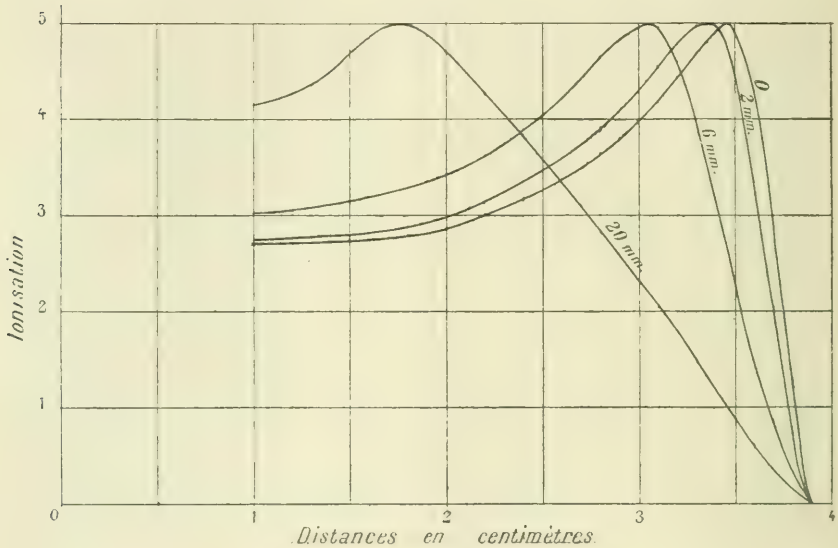
des courbes expérimentales montre que l'interprétation théorique de leur forme offre encore quelque incertitude. Pour s'en rendre compte, il est utile de discuter de quelle manière la forme de la courbe dépend des conditions de l'expérience.

On peut remarquer tout d'abord que les rayons ne peuvent être rigoureusement normaux à la surface active. La valeur mesurée de I correspond en réalité à des rayons dont l'inclinaison sur la normale varie entre certaines limites. Cependant l'effet de l'obliquité devient très faible dès qu'on réalise une canalisation assez parfaite du faisceau. Ainsi pour un rayon émis normalement et pour un rayon émis dans une direction qui fait avec la normale un angle égal à $0,1$ ou $5^{\circ},7$, les distances limites x qui peuvent être atteintes ne diffèrent que de la fraction $0,005$ du parcours a supposé le même dans les deux cas; il en résulte que pour ces rayons les portions égales de leurs trajets qui correspondent à une même distance moyenne x peuvent être, en général, considérées comme se correspondant avec une approximation suffisante.

Considérons maintenant l'influence de la profondeur b de la chambre d'ionisation. En raison de la variation du pouvoir ionisant avec x, il n'est pas facile de traiter ce cas par la théorie, mais on peut le discuter sur la base de données expérimentales. La valeur de I qu'on aurait avec une chambre de profondeur $b = 2^{\text{mm}}$ et pour $x = x_1$ est évidemment la somme des valeurs de I obtenues avec une chambre de profondeur $b = 1^{\text{mm}}$ pour $x = x_1 - 0^{\text{mm}},5$ et $x_1 = x_1 + 0^{\text{mm}},5$. Si l'on a obtenu la courbe d'ionisation expérimentale relative à une certaine substance en se servant d'une chambre pour laquelle $b = 1^{\text{mm}}$, on pourra donc construire les courbes d'ionisation qu'on aurait obtenues avec des chambres pour lesquelles $b = 2^{\text{mm}}$, 3^{mm}, etc. Portons en abscisses la valeur de b et en ordonnées la valeur de $\frac{I}{b}$ qui correspond à une même distance x; les points obtenus viennent se placer sur une courbe, qui permet de déduire par extrapolation la valeur de $\frac{I}{b}$ qu'on aurait obtenue avec une chambre infiniment étroite $b = 0$. En recommençant cette construction pour différentes distances x, on peut construire la courbe d'ionisation limite qui correspond à une profondeur négligeable de la chambre, le dispositif expérimental

restant le même par ailleurs. L'exemple d'une telle opération est donné dans la figure 124; les courbes déduites d'une même courbe expérimentale et correspondant à différentes valeurs de b inscrites sur la figure, ont été construites chacune à une échelle différente pour I, de manière à rendre égales les valeurs maximum de I. On voit que la diminution de b a pour effet d'augmenter la distance ξ qui correspond au maximum et de

Fig. 124.



réduire la distance $a - \xi$ sur laquelle I décroît depuis sa valeur maximum jusqu'à la valeur o. On voit aussi que sur la courbe qui correspond à $b = 0$ la distance $a - \xi$ est d'environ 5^{mm}. La substance active était le polonium déposé sur une lame métallique en couche extrêmement mince [1].

On peut enfin examiner l'influence de l'épaisseur de la couche active. Quand cette épaisseur augmente, la région du maximum de I se rapproche de la substance active. Si le nombre des particules restait le même et si le pouvoir ionisant d'une particule

[1] Les courbes de la figure 124 ont été obtenues par M. Moulin. *Thèses de doctorat*. Paris, 1910.

isolée était constant ou bien régulièrement croissant le long du parcours jusqu'à la fin de celui-ci, la valeur de I pour une couche de matière d'épaisseur négligeable devrait tomber brusquement de la valeur maximum à la valeur o sur une distance négligeable (voir *fig.* 121). Pourtant sur les courbes expérimentales cette distance $z = a - \xi$ est toujours très appréciable, même quand la couche de matière active paraît extrêmement mince. C'est ainsi que pour le polonium déposé sur une lame métallique en couche invisible ou à peine visible on trouve $z = 5^{mm}$, après correction relative à l'influence de la profondeur de la chambre (*fig.* 124), des valeurs de z de 5^{mm} à 6^{mm} sont obtenues avec une chambre d'ionisation de 2^{mm} de profondeur, la substance active étant soit le polonium déposé en couche très mince, soit le dépôt de radioactivité induite du radium (radium C) : dans ce dernier cas le dépôt est absolument invisible, et pourtant la courbe obtenue peut être superposée dans la région terminale à la courbe d'ionisation des rayons du polonium obtenue avec le même dispositif expérimental (*voir* § 131, *fig.* 131).

Pour interpréter la forme de la courbe d'ionisation vers la fin du parcours, on peut faire deux suppositions qui, d'ailleurs, pourraient être vérifiées simultanément : 1° on peut admettre que le pouvoir ionisant d'une particule, après avoir passé par un maximum, décroît ensuite rapidement vers la fin du parcours; 2° on peut supposer que le nombre des particules qui, ayant été émises par une couche active infiniment mince dans une direction normale à celle-ci, peuvent traverser un plan situé à la distance x de la surface active, n'est pas constant pour toutes les valeurs de x inférieures à la longueur a du parcours, mais que ce nombre diminue, tout au moins vers la fin du parcours, de sorte que la distance a n'est atteinte que pour un nombre de particules relativement restreint.

La deuxième manière de voir doit, en tout cas, être adoptée, ainsi qu'il résulte des expériences de M. Geiger [1] qui a observé les scintillations produites sur un écran au sulfure de zinc par un faisceau de rayons α issu d'une source de petites dimensions (polonium ou radium C) et convenablement limité de manière à ne contenir que des rayons de directions peu différentes. Le nombre

---

[1] GEIGER, *Proc. Roy. Soc.*, 1910.

des scintillations observées dans l'air à la pression atmosphérique commençait à diminuer quand la distance à la source était inférieure de 6^{mm} environ à la longueur du parcours, et la diminution se poursuivait ensuite régulièrement jusqu'à la disparition complète. Le même effet a été constaté pour les rayons α de l'actinium B ([1]).

Ainsi toutes les particules α ne parviennent pas à la même distance de leur point d'émission. Ce fait s'expliquerait facilement si la vitesse d'émission des diverses particules n'était pas rigoureusement la même, mais se trouvait comprise entre certaines limites assez rapprochées; cette hypothèse pourrait être en relation avec l'hypothèse plus générale, d'après laquelle les atomes d'une même substance radioactive ne sont pas exactement semblables en tout point (*voir* § 98). Cependant l'expérience ne semble pas favorable à cette supposition (*voir* § 129). On sait, d'autre part, qu'en se déplaçant dans l'air (ou dans tout autre milieu matériel), les particules α éprouvent une réduction progressive de leur vitesse (§ 129), et l'on pourrait admettre avec M. Geiger que des particules qui ont été émises primitivement avec la même vitesse et qui ont accompli le même trajet dans l'air, peuvent cependant avoir une vitesse variable entre certaines limites, les conditions de leurs chocs contre les molécules rencontrées n'ayant pas été les mêmes. Il en résulterait que le parcours que peut effectuer une particule avant d'avoir subi l'absorption pourrait aussi varier dans certaines limites. Étant donné le très grand nombre des molécules que rencontre une particule α (environ 10^5 molécules sur la longueur de 1^{cm}), il semble cependant difficile d'expliquer dans cette manière de voir qu'un écart moyen de quelques millimètres sur la longueur mesurable du parcours puisse prendre naissance par le simple effet du hasard des rencontres. Une autre interprétation paraît plus probable. L'expérience a montré que l'hypothèse primitive, d'après laquelle le trajet des rayons dans l'air est rectiligne, ne s'applique plus vers la fin du parcours, les conditions du mouvement étant alors plus complexes. Avant d'avoir été définitivement absorbées dans l'air, les particules paraissent éprouver une dispersion importante, de sorte qu'un faisceau de rayons primitivement parallèles subit un épanouissement vers la fin du

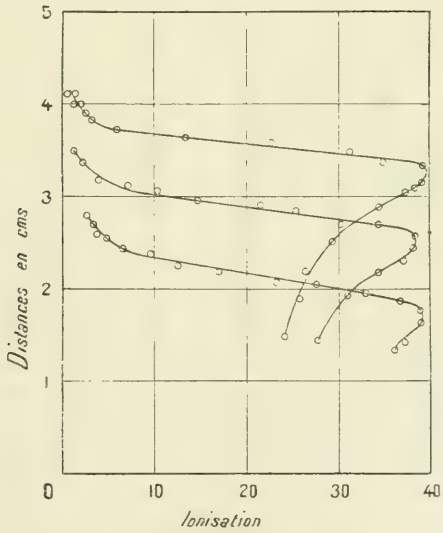
---

([1]) Mlle Blanquies, *Comptes rendus*, 1910.

parcours. On a vu que pour les rayons β la diffusion est un phénomène important. La diffusion des rayons α dans l'air, même avant la fin de leur parcours, bien qu'extrêmement faible, a pu cependant être observée, et cette diffusion paraît devoir jouer un rôle prépondérant vers la fin du trajet (*voir* § 136). Dans cette manière de voir le parcours d'une particule, c'est-à-dire le chemin que la particule peut franchir dans l'air en conservant ses propriétés caractéristiques, pourrait être le même pour toutes les particules; mais la forme du trajet final étant différente, la distance atteinte en ligne droite à partir de la source pourrait varier entre certaines limites.

126. Passage des rayons α au travers des écrans métalliques minces. Pouvoir d'arrêt. — MM. Bragg et Kleemann [1] ont montré que si l'on étudie au moyen de leur dispositif expérimental

Fig. 125.



la courbe d'ionisation des rayons α, l'interposition d'un écran métallique mince entre la source et le diaphragme a pour effet de déplacer la courbe parallèlement à elle-même dans la direction Ox, sans que d'ailleurs la courbe soit déformée, au moins en première

[1] Bragg et Kleemann, *Phil. Mag.*, 1905.

approximation. Si au premier écran on superpose un deuxième écran semblable, l'abaissement de la courbe est doublé. L'effet de l'écran consiste donc à produire un abaissement de la courbe d'ionisation, et cet abaissement est proportionnel à l'épaisseur de l'écran (*fig.* 125). Ces expériences rendent légitime la supposition analogue qui a été faite relativement à la diminution du trajet des rayons α par suite de leur passage dans la matière qui les émet.

Ce fait est en faveur de l'hypothèse d'après laquelle toutes les particules α traversent effectivement l'écran, pourvu qu'elles aient la même vitesse initiale et la même direction normale à l'écran, et pourvu que l'écran ait une épaisseur inférieure à une certaine valeur limite. Des expériences intéressantes ont été faites à ce sujet par M. Regener [1] qui, observant les particules α par les scintillations qu'elles produisent sur un écran au sulfure de zinc, a constaté que le nombre des scintillations pour des rayons normaux n'est pas modifié par l'interposition d'un écran mince entre la source (polonium) et l'écran.

L'abaissement Δ de la courbe d'ionisation par suite du passage des rayons au travers d'un écran d'épaisseur l constitue *l'épaisseur d'air équivalente à cet écran.* Si l'abaissement était proportionnel à la densité ρ de la matière par rapport à l'air, on aurait la relation $\Delta = l\rho$. Cette relation n'est pas conforme à l'expérience, et l'on trouve, en général, que le rapport $\frac{l\rho}{\Delta}$ pour les métaux est supérieur à l'unité, surtout pour les métaux denses. Ce rapport présente, par contre, avec le poids atomique p de la substance absorbante, une relation plus étroite; il varie approximativement en raison inverse de la racine carrée du poids atomique, ainsi que l'indique le Tableau suivant :

	$\frac{l\rho}{\Delta}$.	$\frac{\Delta\sqrt{p}}{l\rho}$.
Or	3,05	4,65
Pt	3,29	4,25
Sn	2,41	4,50
Ag	2,41	4,30
Cu	1,78	4,45
Al	1,23	4,25
Air	1,0	3,79

(1) *Deutsch. Phys. Ges.*, 1908.

L'abaissement par atome est $\frac{\Delta p}{l\rho}$, où d est la densité de la substance absorbante; cet abaissement se trouve, par conséquent, proportionnnel à $\sqrt{p}$. On peut de plus admettre que l'abaissement dû à une molécule est la somme des abaissements dus aux atomes qui la composent. En considérant l'air comme composé d'oxygène et d'azote dans le rapport de 1 à 5, on trouve que l'abaissement produit en moyenne par molécule d'air est proportionnel à $\frac{8}{5}\sqrt{14} + \frac{2}{5}\sqrt{16}$. Un gaz homogène diatomique de poids atomique p' produirait un effet équivalent, si l'on avait la relation

$$\sqrt{p'} = \frac{4}{5}\sqrt{14} + \frac{1}{5}\sqrt{16}.$$

On peut considérer p' comme le poids atomique d'un atome d'air fictif, et l'on trouve pour ce gaz $\sqrt{p'} = 3{,}79$, tandis que $\frac{l\rho}{\Delta} = 1$. C'est ainsi qu'a été obtenu le nombre placé dans la dernière ligne du Tableau précédent.

On nomme *pouvoir d'arrêt* s d'une matière le rapport qui existe entre l'abaissement par atome de cette matière et l'abaissement par atome d'air. On a donc par définition

$$s = \frac{\Delta p}{l\rho p'}.$$

Quand les rayons α se propagent dans un gaz, on nomme de même pouvoir d'arrêt du gaz le rapport entre l'abaissement par molécule du gaz et l'abaissement par molécule d'air.

Désignons par a_0 le parcours des rayons dans l'air et par a le parcours dans un autre gaz. L'abaissement relatif à des épaisseurs a_0 et a, traversées respectivement dans l'air et dans le gaz, est évidemment le même et égal à a_0. Si les gaz ont la même concentration moléculaire, il résulte de ce qui précède que le pouvoir d'arrêt du gaz est représenté par le rapport $\frac{a_0}{a}$. On constate que le pouvoir d'arrêt d'un gaz, déterminé expérimentalement par le rapport des parcours, est en bonne concordance avec celui qu'on calcule par l'addition des pouvoirs d'arrêt des atomes. Par exemple, pour

le bromure d'éthyle CH^3Br, le calcul indique

$$\frac{a_0}{a} = \frac{\sqrt{12} + 3 + \sqrt{80}}{3,79 \times 2} = 2,03;$$

et l'expérience faite en mesurant directement le parcours des rayons α d'une même substance active dans le bromure d'éthyle et dans l'air donne le résultat $\frac{a_0}{a} = 2,07$.

Quand on fait varier la pression et la température d'un gaz, le parcours varie en raison inverse de la pression et proportionnellement à la température absolue; le pouvoir d'arrêt d'une molécule est donc indépendant de la pression et de la température.

En étudiant le passage des rayons du polonium au travers d'écrans minces, MM. Kucera et Masek (1) ont confirmé les résultats obtenus par MM. Bragg et Kleemann.

La théorie du passage des rayons α au travers de la matière, sous la forme qui vient d'être exposée, n'est pas absolument exacte dans ses détails. Des expériences plus précises ont mis en évidence que le pouvoir d'arrêt d'un écran dépend de sa distance à la source radiante; de plus, le pouvoir d'arrêt d'un tel écran est plus grand pour le groupe le plus pénétrant des rayons du radium que pour le groupe le moins pénétrant (1), (2), (3). L'épaisseur d'air équivalente à un écran donné varie avec la distance de l'écran à la source. En voici un exemple :

	Distance à la source.	Épaisseur équivalente.	
	cm	cm	
Écran en or.....	1,2	1,03	Meyer.
	2,2	0,82	
Écran en aluminium.	1,22	0,470	
	2,4	0,406	
Aluminium.....	0	0,71	Kucera et Masek.
	1,9	0,64	
Platine.....	0	0,963	
	1,9	0,84	

(1) Kucera et Masek, *Phys. Zeit.*, 1906.
(1) Kucera et Masek, *loc. cit.*
(2) Meyer, *Phys. Zeit.*, 1907.
(3) Bragg, *Phil. Mag.*, 1907.

La distance 0 correspond aux expériences dans lesquelles l'écran était interposé entre la source et le diaphragme.

On constate aussi que le rapport des parcours pour les divers groupes de rayons α du radium n'est pas le même dans deux gaz différents ([1]). La comparaison a été faite pour l'air et le méthane, et les conditions expérimentales étaient choisies de telle manière que les parcours pour les groupes les moins pénétrants étaient les mêmes dans les deux gaz. Le rapport des parcours étant égal à 1 pour ce groupe, on a trouvé qu'il était égal à 0,86 pour le groupe le plus pénétrant et à 0,88 pour le groupe suivant.

Les courbes d'ionisation construites pour les rayons du polonium avec interposition d'un écran en argent ou d'un écran en or ne peuvent être exactement superposées par glissement ni entre elles ni avec la courbe obtenue sans écran; toutefois l'écart n'est pas très important ([2]).

On peut admettre que le pouvoir d'arrêt varie avec la distance à la source principalement pour les atomes lourds et beaucoup moins pour les atomes légers.

127. Absorption par des écrans pour un rayonnement émis dans toutes les directions. — La théorie des rayons α qui vient d'être exposée se présente d'une manière très simple, et malgré les écarts entre la théorie et l'expérience, le passage des rayons α au travers de la matière ne semble pas donner lieu à des phénomènes aussi complexes que ceux qu'on observe avec les rayons β, sauf peut-être vers la fin du parcours. Une simplification importante est apportée par le fait de la stabilité de la direction du mouvement des rayons α qui traversent les écrans sans changement de direction appréciable. De plus, ainsi qu'on le verra plus loin, les rayons α ne donnent pas lieu à une production de rayons secondaires doués de pouvoir ionisant.

On peut essayer, par conséquent, de calculer l'intensité du rayonnement transmis par un écran d'une épaisseur déterminée. La seule difficulté qui se présente, c'est la variation du pouvoir ionisant des rayons le long de leur parcours; ainsi que nous l'avons

---

([1]) Bragg, *Phil. Mag.*, 1907.
([2]) Meyer, *Phys. Zeit.*, 1907.

vu, le pouvoir ionisant augmente avec le trajet déjà accompli, et la loi de cette variation n'est pas très exactement connue. Pour simplifier le problème, nous admettrons que le pouvoir ionisant conserve une valeur constante; les résultats ainsi obtenus ne doivent pas différer qualitativement de la réalité. On peut considérer séparément : 1° le cas où l'émission est due à une couche très mince de matière active; 2° le cas où cette couche est épaisse.

1° *Couche active d'épaisseur négligeable.* — Soient l l'épaisseur de l'écran supposé indéfini, ainsi que la couche active, a le parcours des rayons, ε l'abaissement du parcours par unité d'épaisseur

Fig. 126.

de matière traversée, n le nombre d'ions produit par un rayon sur l'unité de longueur de son trajet dans l'air, et N le nombre de rayons émis par unité de temps et de surface uniformément dans toutes les directions de l'espace. Un élément de la surface active (*fig.* 126, I) émet un rayonnement dans toutes les directions; l'épaisseur de matière qui peut être traversée par les rayons est égale au maximum à $\frac{a}{\varepsilon}$. Pour les rayons qui font un angle θ avec la normale à la surface, l'épaisseur d'air équivalente à l'épaisseur de matière traversée est $\frac{\varepsilon l}{\cos\theta}$, et le trajet restant dans l'air est $a - \frac{\varepsilon l}{\cos\theta}$, où $\cos\theta < \frac{\varepsilon l}{a}$. Ces rayons donnent lieu à une production d'ions Δ, laquelle évaluée par unité de surface et de temps peut être calculée par la formule

$$\Delta = \frac{2\pi n N}{4\pi} \int_0^{\theta} \sin\theta \left(a - \frac{\varepsilon l}{\cos\theta}\right) d\theta;$$

d'où, en intégrant entre les limites $\theta = 0$ et $\theta = \arccos \frac{\varepsilon l}{a}$,

$$\mathfrak{I} = \frac{Nn}{2}\left(a - \varepsilon l - \varepsilon l \operatorname{Log}_e \frac{\varepsilon l}{a}\right).$$

Pour $l = 0$ on trouve

$$\mathfrak{I} = \frac{Nna}{2} = \mathfrak{I}_0;$$

d'où

$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0\left(1 - \frac{\varepsilon l}{a} - \frac{\varepsilon l}{a} \operatorname{Log}_e \frac{\varepsilon l}{a}\right)$$

et

$$\frac{d\mathfrak{I}}{dl} = \mathfrak{I}_0 \frac{\varepsilon}{a} \operatorname{Log}_e \frac{\varepsilon l}{a}.$$

D'après la formule précédente on trouve que pour $l = 0$

$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0, \qquad \frac{d\mathfrak{I}}{dl} = -\infty;$$

pour $l = \frac{a}{\varepsilon}$

$$\mathfrak{I} = 0, \qquad \frac{d\mathfrak{I}}{dl} = 0.$$

Le coefficient d'absorption μ, défini par la relation $\mu = -\frac{1}{\mathfrak{I}}\frac{d\mathfrak{I}}{dl}$, est donc infiniment grand pour $l = 0$; sa vraie valeur pour $l = \frac{a}{\varepsilon}$ est également infinie. La courbe $\log \mathfrak{I} = f(l)$ doit donc présenter un point d'inflexion, ainsi que l'indique la figure 127, I. On a porté en ordonnées la valeur de $\log \mathfrak{I}$ et en abscisses la valeur de $x = \frac{\varepsilon l}{a}$, c'est-à-dire l'épaisseur de la matière traversée, évaluée en fraction de l'épaisseur équivalente au parcours dans l'air.

Des courbes qui représentent l'absorption des rayons α émis par une couche infiniment mince de matière radiante ont été obtenues par voie expérimentale ([1]). La source radiante était constituée par le polonium, les dépôts actifs du radium, du thorium et de l'actinium, et par l'uranium en couche très mince; on tenait compte de la variation de l'activité avec le temps et de la correction relative à l'effet des rayons β et γ. L'absorption des

---

([1]) Meyer et v. Schweidler, *Acad. Vienne*, 1906. — Mlle Meitner, *Phys. Zeit.*, 1906.

rayons dans l'air de la chambre d'ionisation était toujours complète.

Dans les courbes obtenues la région initiale n'est pas semblable à celle que prévoit le calcul précédent; le coefficient μ a une valeur finie pour $l = 0$ et croît ensuite constamment avec l'épaisseur de matière traversée en tendant vers l'infini quand le rayonnement transmis tend vers 0. Si toutefois on suppose que dans la courbe théorique le point d'inflexion se produit pour des valeurs de l très faibles, on conçoit que la région qui précède ce point n'ait pu être observée. Une courbe d'absorption obtenue avec les rayons α du radium C est représentée dans la figure 127, III.

Dans le Tableau suivant on a indiqué le coefficient d'absorption initial μ_0 pour des écrans d'aluminium très minces et le parcours a_{Al} des rayons dans l'aluminium, c'est-à-dire l'épaisseur d'aluminium nécessaire pour l'absorption totale.

	Uranium.	Polonium.	Actinium dépôt actif (actinium B	Thorium dépôt actif Thorium (B + C).	Radium dépôt actif (radium C).
$\mu_0 \frac{1}{\text{cm}}$	3100	1050	900	500	400
a_{Al} en centimètres....	10.10^{-4}	28.10^{-4}	32.10^{-4}	40.10^{-4}	45.10^{-4}

(Meyer et v. Schweidler.)

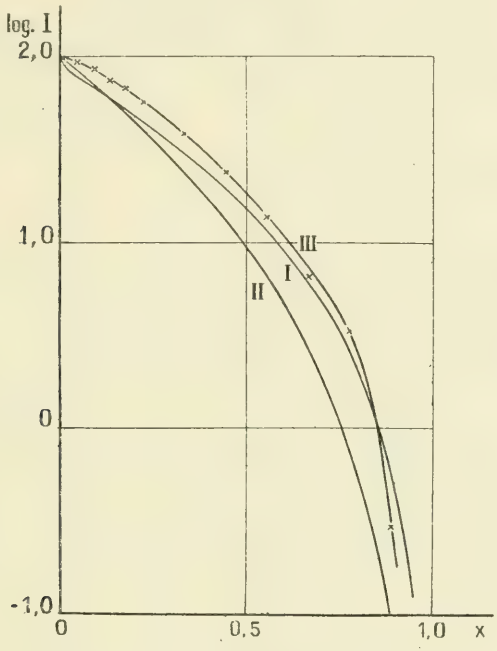
2° *Couche active épaisse.* — Quand la couche active a une épaisseur appréciable, il faut tenir compte de l'absorption des rayons par la matière active elle-même. Soient, comme précédemment, l l'épaisseur de l'écran et ε l'abaissement de la courbe d'ionisation par unité d'épaisseur de cet écran; soit ε' l'abaissement de la même courbe par unité de longueur de trajet dans la matière active. Une couche infiniment mince de matière active, située à une profondeur x (*fig.* 126, II) et ayant l'épaisseur dx, donne lieu dans l'air à une production d'ions

$$dx \frac{Nn}{2} \int_0^\theta \sin\theta \left(a - \frac{l\varepsilon + x\varepsilon'}{\cos\theta}\right) d\theta,$$

l'intégration devant être faite entre les limites $\theta = 0$ et $\theta = \text{arc cos}\,\frac{l\varepsilon + x\varepsilon'}{a}$, et la production étant rapportée à l'unité de temps et à l'unité de surface de la couche active.

Pour obtenir l'ionisation totale $\mathfrak{I}$ produite par une couche

Fig. 127.



$$x = \frac{\varepsilon l}{a}$$

épaisse, il suffit d'intégrer cette expression entre les limites

$$x = 0 \qquad \text{et} \qquad x = \frac{a - l\varepsilon}{\varepsilon'},$$

$$\mathfrak{I} = \frac{Nn}{2} \int_0^{\frac{a - l\varepsilon}{\varepsilon'}} dx \int_0^{\text{arc cos}\,\frac{l\varepsilon + x\varepsilon'}{a}} \sin\theta \left(a - \frac{l\varepsilon + x\varepsilon'}{a}\right) d\theta,$$

d'où, en effectuant le calcul,

$$\mathfrak{I} = \frac{Nn}{2} \left[\frac{(a - l\varepsilon)(a - 3l\varepsilon)}{4\varepsilon'} - \frac{l^2\varepsilon^2}{2\varepsilon'} \text{Log}_e \frac{l\varepsilon}{a}\right].$$

Pour $l = 0$ on trouve

$$\mathfrak{I}_0 = \frac{N a^2 n}{8 \varepsilon'}.$$

On a, de plus,

$$\frac{d\mathfrak{I}}{dl} = \frac{Nn}{2}\left(\frac{l\varepsilon^2}{\varepsilon'} - \frac{\varepsilon a}{\varepsilon'} - \frac{l\varepsilon^2}{\varepsilon'}\operatorname{Log}_e \frac{l\varepsilon}{a}\right), \qquad \frac{d^2\mathfrak{I}}{dl^2} = \frac{Nn}{2}\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon'}\operatorname{Log}_e \frac{a}{l\varepsilon}.$$

On trouve ensuite les relations suivantes :
Pour $l = 0$,

$$\frac{d\mathfrak{I}}{dl} = -\frac{\varepsilon a}{\varepsilon'}, \qquad \mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0;$$

Pour $l = \frac{a}{\varepsilon}$,

$$\frac{d\mathfrak{I}}{dl} = 0, \qquad \mathfrak{I} = 0.$$

Donc pour $l = 0$ le coefficient μ prend une valeur finie, pour $l = \frac{a}{\varepsilon}$ on trouve que sa vraie valeur est infinie.

La courbe $\log \mathfrak{I} = f\left(\frac{\varepsilon l}{a}\right)$ prend la forme indiquée dans la figure 127, II. Cette forme paraît se prêter à la représentation des expériences; elle indique un coefficient μ constamment croissant avec l'épaisseur de matière traversée.

Le calcul précédent a été indiqué par M. Bragg [1] qui en a fait l'application suivante. En posant $\varepsilon l = D$, on peut écrire la valeur de $\mathfrak{I}$ sous la forme

$$\frac{\mathfrak{I}}{\mathfrak{I}_0} = \left(1 - \frac{D}{a}\right)\left(1 - 3\frac{D}{a}\right) - 2\frac{D^2}{a^2}\operatorname{Log}_e \frac{D}{a}.$$

Le rapport $\mathfrak{I}$ est donc une fonction de $\frac{D}{a}$ dont on peut construire la courbe représentative. Ayant mesuré $\mathfrak{I}$ pour un écran déterminé, et connaissant la valeur de D pour cet écran, on pourra calculer a.

Si l'on admet que pour les différents groupes de rayons α la valeur de ε est la même, on peut calculer ainsi le parcours d'un certain groupe de rayons α, pour lequel la courbe d'ionisation n'a pu

---

[1] Bragg, *Phil. Mag.*, 1906.

être construite directement. M. Bragg a constaté qu'on trouve une bonne concordance en comparant entre elles les valeurs mesurées et les valeurs calculées des parcours des rayons α du radium au minimum d'activité et du radium C; il a ensuite déterminé par cette méthode le parcours des rayons α de l'uranium, en opérant avec une couche d'oxyde d'uranium; le nombre trouvé est $a = 3^{cm},26$. Le parcours de ces rayons n'a encore pu être déterminé avec précision par la méthode directe.

Remarquons de plus que si $\mathfrak{I}_1$ et $\mathfrak{I}_2$ sont les ionisations totales produites par des couches épaisses de deux matières radioactives simples, on a la relation

$$\frac{\mathfrak{I}_1}{\mathfrak{I}_2} = \frac{N_1}{N_2}\frac{a_1^2}{a_2^2}\frac{\varepsilon_2'}{\varepsilon_1'}.$$

D'autre part, en désignant par s_1 et s_2 les pouvoirs d'arrêt des matières considérées, par p_1 et p_2 leurs poids atomiques, par d_1 et d_2 leurs densités, par M_1 et M_2 les nombres de particules α émises dans l'unité de temps par atome de la substance, on trouve les relations

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{N_1}{N_2}\frac{p_1}{p_2}\frac{d_2}{d_1}, \qquad \frac{s_1}{s_2} = \frac{\varepsilon_1'}{\varepsilon_2'}\frac{p_1}{p_2}\frac{d_2}{d_1},$$

et, par suite,

$$\frac{N_1}{N_2}\frac{\varepsilon_2'}{\varepsilon_1'} = \frac{M_1}{M_2}\frac{s_2}{s_1},$$

d'où

$$\frac{\mathfrak{I}_1}{\mathfrak{I}_2} = \frac{M_1}{M_2}\frac{a_1^2}{a_2^2}\frac{s_2}{s_1}.$$

Si la substance radioactive n'est pas un élément, mais un composé, les valeurs de M et de s doivent être rapportées à la molécule, et le pouvoir d'arrêt de celle-ci se déduit des pouvoirs d'arrêt des atomes constituants. La formule précédente permet de prévoir le rapport entre les nombres de particules α émises dans l'unité de temps par atome de la substance radioactive. Si nous admettons que l'émission de chaque particule α correspond à la destruction d'un atome, on peut en tirer des conclusions sur la vitesse de désintégration relative des éléments considérés. M. Bragg a trouvé, par exemple, que le thorium privé de thorium X, d'émanation et de radioactivité induite émet par atome 20 pour 100

du nombre des particules α émises par un atome d'uranium dans le même temps. Mais comme on sait actuellement que le thorium du commerce contient toujours du radiothorium en proportion qui ne correspond pas à un équilibre radioactif, ce résultat numérique n'a probablement pas de signification simple.

128. Relation entre l'absorption et la densité. — Bien que le coefficient d'absorption μ ne représente pour les rayons α aucune notion expérimentale précise, on peut cependant constater que pour des écrans minces et pour une couche de matière épaisse le coefficient d'absorption ne varie pas très rapidement avec l'épaisseur de l'écran (voir *fig.* 127). On peut donc examiner, à titre d'indication pratique, si ce coefficient a une relation simple avec la densité de la matière absorbante. Voici un Tableau des valeurs de μ pour des rayons α de différentes espèces absorbés par des écrans en aluminium ou par l'air (¹).

	$\mu_{Al.}$	$\mu_{air.}$	$\frac{\mu}{d}$ pour Al.	$\frac{\mu}{d}$ pour l'air.
Radioactivité induite du thorium ou du radium	830	0,42	320	350
Thorium	1250	0,69	480	550
Radium	1600	0,90	620	740
Uranium	2750	1,6	1060	1300

Si donc on compare l'aluminium et l'air, les valeurs de $\frac{\mu}{d}$ ne sont pas très différentes; toutefois les écarts deviennent importants quand on compare l'aluminium et l'étain.

L'absorption produite par un gaz est approximativement proportionnelle à sa pression, ainsi que cela a été constaté par M. Rutherford pour les rayons de l'uranium absorbés par l'air dans les limites de pression de $\frac{1}{4}$ d'atmosphère à une atmosphère, et par M. Owens (²) pour les rayons du thorium absorbés par l'air dont la pression variait entre 0,5 et 3 atmosphères.

L'air et le gaz carbonique produisent des absorptions sensiblement proportionnelles aux densités, mais l'absorption dans

(¹) Rutherford, *Phil. Mag.*, 1899.
(²) Owens, *Phil. Mag.*, 1899.

l'oxyde de carbone et dans l'hydrogène comparés à l'air ne vérifie pas la loi, bien que l'ordre des absorptions soit le même que celui des densités.

Ainsi pour les rayons α comme pour les rayons β l'absorption dépend en première approximation de la densité, mais un examen plus précis met en évidence l'influence de la structure de la matière.

129. Changement de vitesse des rayons α au passage de la matière. — Les expériences sur l'absorption des rayons α ont conduit à considérer ces derniers comme des projectiles qui épuisent leur force vive en traversant la matière. Il était important de soumettre cette supposition au contrôle de l'expérience.

Dans certains clichés obtenus par Becquerel [1] et reproduisant la trajectoire d'un faisceau étroit de rayons α dans un champ magnétique, on observait que le rayon de courbure de cette trajectoire augmentait quand on s'éloignait de la source. Ce fait, en apparence contraire à l'hypothèse d'une réduction de vitesse le long du trajet, a été expliqué par la supposition que les rayons produisent le maximum d'impression photographique vers la fin de leur parcours [2]. Dans les expériences de Becquerel les rayons sortaient de la matière avec des vitesses différentes : ceux dont le trajet restant était plus court, correspondant par hypothèse à une vitesse plus faible et étant, par conséquent, plus fortement déviés par le champ magnétique. Le bord extérieur de la trace photographique obtenu par H. Becquerel constituait, dans cette manière de voir, le lieu des extrémités des parcours des rayons; la forme de l'impression peut s'expliquer par les suppositions qui précèdent; cependant cette explication ne semble pas en accord avec certains résultats expérimentaux, d'après lesquels l'effet radiographique des rayons α serait le même en différentes portions du parcours (§ 152).

La perte de vitesse des rayons α par suite du passage dans la matière a été mise en évidence par un travail de M. Rutherford [3], fait avec les rayons α homogènes émis par le radium C, constituant du dépôt actif du radium. Un fil fortement activé par

---

(1) Becquerel, *Comptes rendus*, 1903.
(2) Rutherford, *Radioactivity*.
(3) Rutherford, *Phil. Mag.*, 1905 et 1906.

l'émanation du radium servait de source; 15 minutes après la fin de l'exposition ce fil n'émet qu'un seul groupe de rayons α qu'on attribue au radium C.

Le fil actif (*fig.* 117) était placé en S normalement au plan du tableau. Les rayons émis traversaient le diaphragme D, percé d'une fente parallèle au fil et située au-dessus de lui, et venaient rencontrer la plaque photographique P, normale au plan qui passe par le fil et la fente du diaphragme. L'ensemble de l'appareil se trouvait dans une boîte dans laquelle on pouvait faire le vide. Un champ magnétique uniforme parallèle au fil était établi dans toute la région occupée par l'appareil; ce champ était normal au plan du tableau, et l'on opérait avec renversement du champ.

L'impression photographique se présente sous la forme de deux bandes étroites, dont la largeur est sensiblement égale à celle de la bande unique obtenue quand le champ est supprimé; cette netteté des impressions prouve que les rayons sont homogènes. Quand une feuille d'aluminium mince était posée sur la source, les bandes restaient nettes et conservaient la même apparence; le faisceau traverse donc une telle feuille sans diffusion notable et en restant homogène.

Un écran en mica dont le plan est normal au fil était placé au-dessus de celui-ci et vers son milieu; cet écran partageait la région traversée par les rayons en deux parties; une des moitiés du fil était nue, l'autre était recouverte d'un écran d'aluminium. L'écartement des deux bandes obtenues sur le cliché n'est pas le même dans les deux cas, et l'on a ainsi la preuve que les rayons ont éprouvé une modification en traversant l'écran. Une épreuve obtenue dans ces conditions est représentée dans la planche VI (*fig.* 2).

La trajectoire d'un rayon émis normalement au champ est une circonférence située dans un plan normal au fil. Cette circonférence passe par la source et par la fente (*fig.* 103, I), et son rayon R est tel qu'on ait

$$\frac{mv}{e} = \mathrm{RH},$$

m étant la masse de la particule, e sa charge, v sa vitesse et H l'intensité du champ. La déviation z étant petite, on a approximativement

$$2\mathrm{R}z = d_2(d_1 + d_2),$$

en désignant par d_1 la distance du fil à la fente et par d_2 la distance de la fente à la plaque. La connaissance de z permet de déterminer le rayon de courbure R et par suite le rapport $\frac{mv}{e}$. On mesure la distance $2z$ des deux bandes obtenues pour les deux sens du champ, et comme ces bandes sont très nettes, la mesure peut se faire avec une bonne précision. On obtient ainsi pour les rayons α du radium C les résultats suivants :

$$\text{Pour } H = 9470. \qquad R = 42^{\text{cm}},$$

pour les rayons qui n'ont pas traversé d'écran; par conséquent, pour ces rayons on trouve

$$\frac{mv}{e} = 4.06.10^5 \text{ unités E.M.}$$

Les distances d_1 et d_2 avaient les valeurs suivantes :

$$d_1 = 2^{\text{cm}}, \qquad d_2 = 2^{\text{cm}}$$

ou

$$d_1 = 0^{\text{cm}},5, \qquad d_2 = 1^{\text{cm}},5.$$

La valeur de R obtenue pour les rayons qui ont traversé un écran en aluminium est plus petite que celle qui correspond aux rayons n'ayant pas traversé d'écran. On verra d'ailleurs plus loin que le rapport $\frac{e}{m}$ n'est pas modifié par suite du passage des rayons au travers de l'écran, on doit donc admettre que la vitesse a été diminuée. Les expériences étaient faites en recouvrant le fil actif d'un nombre variable de feuilles d'aluminium très minces (épaisseur d'une feuille, $0^{\text{cm}},00031$).

Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau suivant, dans lequel v_0 désigne la vitesse des rayons n'ayant pas traversé d'écran :

Nombre des feuilles d'aluminium.	Distance des bandes.	v.
	cm	
0	1,46	v_0
5	1,71	$0,85\ v_0$
8	1,91	$0,76\ v_0$
10	2,01	$0,73\ v_0$
12	2,29	$0,64\ v_0$
13	Plus d'impression	

Ainsi quand une certaine épaisseur d'aluminium a été dépassée, l'effet radiographique des rayons ne peut plus être décelé. Cette épaisseur limite dans les premières expériences a été trouvée égale à $0^{cm},0039$. En construisant la courbe d'ionisation des rayons α du radium C par la méthode de M. Bragg, on a d'ailleurs trouvé que chacune des feuilles d'aluminium employées dans l'expérience précédente était équivalente à une épaisseur d'air de $0^{cm},54$. Par conséquent l'épaisseur d'air équivalente à 12 feuilles était

$$0^{cm},54 \times 12 = 6^{cm},5.$$

Cette épaisseur était donc voisine du parcours des rayons dans l'air, mesuré par la méthode d'ionisation.

Une concordance encore meilleure a été obtenue dans des expériences ultérieures, où l'impression photographique a pu encore être observée après le passage au travers de 14 feuilles d'aluminium, dont l'ensemble était équivalent à une épaisseur d'air de 7^{cm}; la vitesse correspondante était évaluée à $0,43\ v_0$, valeur voisine de la moitié de la vitesse primitive.

M. Rutherford a déterminé de plus l'épaisseur maximum d'aluminium qu'on peut utiliser quand on observe les rayons au moyen de la production d'effets de phosphorescence. Pour cela le fil actif était recouvert d'un nombre variable de feuilles d'aluminium, et l'on cherchait la distance maximum dans l'air à laquelle on pouvait encore observer l'effet de phosphorescence sur un écran en sulfure de zinc, en platinocyanure de baryum ou en willemite; cette distance critique peut être observée avec une assez grande précision. En portant en abscisses le nombre des feuilles d'aluminium et en ordonnées la distance critique, on obtenait une ligne droite, dont l'examen permettait de conclure que l'absorption produite par 12,5 feuilles d'aluminium était équivalente, au point de vue de la production des effets de phosphorescence, à l'absorption produite par $6^{cm},8$ d'air; dans les deux cas, on se trouvait à la limite de l'observation de la phosphorescence, et l'on voit que le parcours des rayons évalué par ce procédé ne diffère pas sensiblement de celui qu'on mesure par la méthode d'ionisation.

Quand on opère avec des substances phosphorescentes très sensibles aux rayons pénétrants, comme le platinocyanure de

baryum, on doit avoir soin de vérifier que les rayons actifs sont bien des rayons α. On peut, pour cela, introduire entre la source et l'écran un papier noir très mince et voir si la luminosité est notablement modifiée par la présence de cet écran.

On peut donc conclure que, pour une particule α, l'effet ionisant, l'effet radiographique et l'effet d'excitation de phosphorescence semblent solidaires et disparaissent simultanément quand la particule a éprouvé une réduction de vitesse suffisante, la disparition se produisant d'une manière assez brusque, après un parcours dans la matière qui semble déterminé avec une assez grande précision. On peut donc penser que, pour produire l'un quelconque des effets considérés, les particules α émises par le radium C doivent posséder une vitesse supérieure à une certaine *vitesse critique*. On verra plus loin que la charge des rayons ne peut être observée au delà du parcours mesuré par le pouvoir ionisant; il semble donc probable que les rayons α perdent leur charge quand leur vitesse devient égale à la vitesse critique. Enfin il semble aussi probable que si la production d'ions dans les gaz, la production d'impressions radiographiques et la production de phosphorescence demandent la même vitesse minimum, et par suite la même énergie cinétique minimum des rayons, c'est que ces phénomènes ont entre eux quelque analogie et que les deux derniers pourraient être dus à la production d'ions dans la matière solide.

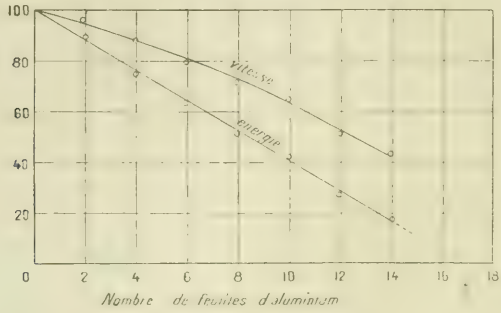
M. Rutherford a admis que les divers groupes de rayons α ne se distinguent entre eux que par leur vitesse initiale; cette hypothèse a été confirmée par les expériences faites par ce savant en vue de déterminer le rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons α de différentes substances. La vitesse critique des rayons α d'une substance quelconque peut donc être considérée comme égale à la vitesse critique des rayons α du radium C. Toutefois, d'après des expériences récentes, la vitesse critique a une valeur très inférieure à celle qui a été primitivement indiquée.

En portant en abscisses l'épaisseur d'aluminium traversée, et en ordonnées la valeur de la vitesse des rayons α d'après les expériences qui viennent d'être décrites, on obtient la courbe I (*fig.* 128); on a représenté sur la même figure en ordonnées les valeurs de v^2 correspondant aux valeurs de v et mesurant l'énergie cinétique des

rayons; les points obtenus sont approximativement en ligne droite.

M. Rutherford a déduit de ces expériences la relation suivante

Fig. 128.



entre la vitesse des rayons v et le trajet r qu'ils sont capables de faire dans l'air :

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\sqrt{r + 1,25}}{\sqrt{a + 1,25}},$$

v_0 étant la vitesse initiale et a le parcours dans l'air.

Cette relation n'est qu'approchée parce que, d'après des expériences plus précises, la loi de diminution de l'énergie cinétique en fonction de l'épaisseur de matière traversée n'est pas une loi linéaire; la relation s'applique aux rayons α du radium C, cependant on peut aussi l'étendre aux autres groupes de rayons α, si l'on admet que ceux-ci ne se distinguent entre eux que par la vitesse d'émission. En remplaçant r par la valeur du parcours d'un de ces groupes, on obtiendra la vitesse en fonction de la vitesse initiale des rayons du radium C que nous avons désignée par v_0.

En vue de vérifier cette relation, M. Rutherford a déterminé la valeur de la déviation magnétique pour deux autres groupes de rayons α du radium; le dispositif expérimental était le même que celui qui avait servi pour les expériences sur les rayons α du radium C, et la déviation obtenue z était directement comparée à celle de ces derniers. On utilisait le radium au minimum d'activité, et le dépôt actif du radium obtenu après courte exposition et contenant encore le radium A. Pour le radium lui-même l'épaisseur

du sel ne peut être infiniment petite, et les bandes obtenues avaient une certaine largeur; on utilisait leurs bords qui correspondaient aux rayons les moins déviés. Pour obtenir une impression avec les rayons du radium A on activait fortement un fil au moyen d'une grande quantité d'émanation avec exposition de 3 minutes, on mettait le fil en place et l'on faisait le vide dans l'appareil très-rapidement (en une demi-minute); la déviation obtenue était à celle des rayons α du radium C dans le rapport 1,14.

Le Tableau ci-dessous résume les résultats des expériences. La valeur de v observée pour le polonium est déduite d'une détermination de la déviation magnétique des rayons du polonium faite par M. Mackenzie. Les nombres de la colonne $\frac{mv}{e}$ sont relatifs à la valeur de la vitesse calculée.

	Parcours en cm.	v calculé.	v observé.	$\frac{mv}{e}$.	
Radium.....	3,50	0,75 v_0	0,76 v_0	3,04.10^5	E. M.
Émanation...	4,23	0,814	»	3,30.10^5	»
Radium A....	4,83	0,858	0,88 v_0	3,48.10^5	»
Radium C.....	7,06	1,0	1,0	4,06.10^5	»
Polonium.....	3,86	0,787	0,81 v_0	3,20.10^5	»

Les considérations qui précèdent sont en faveur de la supposition que, si l'on considère les deux groupes de rayons du radium dont les parcours sont $4^{cm},23$ et $4^{cm},83$, c'est ce dernier parcours qui doit être attribué au radium A, puisque la vitesse ainsi calculée est en bon accord avec la vitesse observée; le plus petit des deux parcours est attribuable aux rayons de l'émanation. Ce point ne pouvait être facilement établi par une expérience directe.

Les expériences de M. Rutherford conduisaient à attribuer à la vitesse critique une valeur très élevée (43 pour 100 de la vitesse initiale des rayons α du radium C), et il paraissait surprenant qu'une discontinuité importante dans les propriétés des rayons pût se produire pour un changement de vitesse relativement peu important. De plus il semblait difficile d'expliquer que la valeur absolue de la vitesse critique, déduite de la connaissance de la vitesse initiale des rayons (*voir* § 130), fût très supérieure à la vitesse de rayons positifs produits dans les ampoules à vides, lesquels possèdent pourtant le pouvoir ionisant. Il résulte cependant des expé-

riences de M. Geiger [1] qu'on peut observer des particules α de vitesse beaucoup plus faible que celle qui a été indiquée. Le dispositif expérimental était analogue en principe à celui qui a été utilisé par M. Rutherford, mais la plaque photographique était remplacée par un écran au sulfure de zinc sur lequel le faisceau plan et étroit de rayons α, issu d'une source linéaire (radium C) et limité par une fente placée au-dessus de la source, produisait une bande de scintillations étroite dont la position était repérée au moyen d'un microscope. L'expérience était faite dans le vide, et la réduction de vitesse était obtenue au moyen d'écrans en mica d'épaisseur variable, pour lesquels on avait déterminé l'épaisseur d'air équivalente, et qui étaient posés sur la source. On mesurait le déplacement de la ligne des scintillations dans un champ magnétique uniforme de direction parallèle à la source. On pouvait en déduire la loi de variation de la vitesse v en fonction de l'épaisseur de mica traversée, et, connaissant l'épaisseur d'air équivalente, on pouvait obtenir la relation entre la vitesse et le trajet x accompli dans l'air. La vitesse minimum observée était $v = 0{,}27\, v_0$ pour $x = 6^{\text{cm}},8$. Pour cette vitesse les rayons ne produisent plus que des scintillations très faibles, le nombre des scintillations est diminué, et la bande qu'elles occupent est élargie par suite d'une diffusion appréciable des rayons. La courbe expérimentale, obtenue en portant x en abscisses et v en ordonnées, est bien représentée par l'équation

$$v^3 = v_0^3\left(1 - \frac{x}{a}\right), \qquad \text{où} \qquad a = 7^{\text{cm}},$$

de sorte que la vitesse peut devenir relativement faible pour $x = 7^{\text{cm}}$, c'est-à-dire pour une valeur de x très voisine du parcours des rayons α du radium C. Il est probable, d'après cela, que la vitesse critique n'a pas de valeur particulièrement élevée; cependant elle doit être notablement supérieure à la vitesse d'agitation thermique; la particule α étant constituée par un atome d'hélium chargé en mouvement (*voir* § 131), on peut penser que sa vitesse critique est comparable à celle que doit acquérir un ion positif produit dans le gaz hélium pour pouvoir se comporter comme

---

[1] Geiger, *Proc. Roy. Soc.*, 1910.

projectile ionisant dans ses chocs contre les molécules (*voir* § 13).

On peut concevoir qu'un élément instable émette des particules α avec une vitesse inférieure à la vitesse critique; l'émission de telles particules ne pourrait être constatée par l'ionisation du gaz environnant.

Les expériences de M. Geiger ont montré que la vitesse d'émission des particules α du radium C est très approximativement la même pour toutes les particules. Ce fait est prouvé par la mesure de la largeur de la bande des scintillations produites dans le vide, en absence et en présence du champ magnétique, par un faisceau étroit de rayons α qui n'a traversé aucun écran. Pour une déviation magnétique atteignant $3^{cm},4$ on n'observait aucun élargissement de cette bande dont la largeur était d'environ $0^{mm},5$. D'après cela, il ne se produisait pas de dispersion appréciable des rayons, et la vitesse d'émission des particules semblait être la même à une précision évaluée à 0,5 pour 100. On a vu néanmoins, que les conditions du mouvement ne restent pas exactement les mêmes pour toutes les particules jusqu'à la fin du parcours (§ 125).

Nous venons de voir que, d'après M. Rutherford, la vitesse d'une particule α est proportionnelle à $\sqrt{r+1,25}$, où r est le trajet que la particule est capable d'accomplir dans l'air à la pression atmosphérique. M. Bragg a trouvé, d'autre part, que l'ionisation par unité de longueur augmente le long du parcours, et que l'on peut admettre qu'elle varie approximativement en raison inverse de $\sqrt{r+1,33}$, Les nombres 1,25 et 1,33 n'étant pas très différents, on voit que l'ionisation par unité de longueur i varie approximativement en raison inverse de la vitesse.

M. Bragg a indiqué pour la loi de variation de l'ionisation i avec le chemin parcouru x la formule suivante

$$i = \frac{K}{\sqrt{a-x+1,33}},$$

où a est le parcours, et K un coefficient constant.

On obtient une formule un peu différente en admettant avec M. Geiger que le nombre d'ions produits sur un certain trajet est proportionnel à la perte d'énergie sur le même trajet. En utilisant la relation entre v et x établie par le même auteur, on trouve dans

cette hypothèse

$$i^3 = \frac{K}{a - x}.$$

D'après cette formule le pouvoir ionisant croît avec x jusqu'à l'extrémité du parcours, où il prend une valeur infinie pour tomber à zéro dès que le parcours est terminé. Il semble cependant plus probable que le pouvoir ionisant doive passer par un maximum pour une vitesse très voisine de la vitesse critique et décroître ensuite progressivement jusqu'à la valeur zéro.

130. Mesure du rapport de la charge à la masse et de la vitesse pour les rayons α. — Le rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons α peut être déterminé comme pour les rayons β par des expériences de déviation magnétique et de déviation électrique. Dans un champ magnétique uniforme d'intensité H, un rayon émis normalement au champ subit un déplacement latéral z, normal au plan qui passe par le champ et par la direction primitive du rayon. Si la longueur du champ dans la direction de la vitesse initiale est l, le déplacement latéral du rayon est donné par la formule

$$z = \frac{l^2}{2} \frac{eH}{mv}.$$

De même, si un rayon traverse sur une longueur l un champ électrique d'intensité h, normal à sa direction, le déplacement latéral y dans la direction du champ est donné par la formule

$$y = \frac{l^2}{2} \frac{eh}{mv^2}.$$

Si après la sortie du champ magnétique ou du champ électrique le rayon poursuit encore son trajet dans une région de champ nul, les déplacements z et y peuvent être facilement déduits, ainsi qu'on l'a vu dans le Chapitre I.

Les premières expériences de M. Rutherford sur la déviation magnétique et électrique des rayons α du radium lui ont permis d'indiquer pour ces rayons les valeurs approchées :

$$\frac{e}{m} = 6.10^3 \text{ unités E.M.}, \qquad v = 2,5.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

M. des Coudres a entrepris la détermination de ces mêmes

grandeurs par la méthode radiographique [1]. Les expériences étant faites dans un bon vide, on pouvait établir un champ électrique intense sans que la décharge disruptive se produisît. Les rayons passaient par deux fentes étroites, placées parallèlement entre elles à 1^{cm} de distance; la plaque photographique se trouvait à une distance de 4^{cm} au delà de la deuxième fente. Les nombres trouvés sont les suivants :

$$\frac{e}{m} = 6,4.10^3 \text{ unités E.M.}, \qquad v = 1,65.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

M. Mackenzie [2] a utilisé pour recevoir les rayons un écran phosphorescent au sulfure de zinc dont les scintillations étaient photographiées. Il a obtenu pour le produit $\frac{mv}{e}$ relatif aux rayons du radium en équilibre, une valeur moyenne 3.10^5 unités électromagnétiques, les valeurs extrêmes étant $2,5.10^5$ et $3,7.10^5$. Opérant ensuite avec le dépôt actif du radium, il a trouvé le nombre $3,92.10^5$ pour les rayons du radium C et $2,55.10^5$ pour les mêmes rayons à la fin de leur parcours. Les expériences de déviation électrostatique sur les rayons du radium en équilibre ont fourni pour le produit $\frac{mv^2}{e}$ la valeur $4,11.10^{14}$ unités électromagnétiques. On en déduisait

$$\frac{e}{m} = 4,6.10^3 \text{ unités E.M.}, \qquad v = 1,37.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Pour le polonium la déviation magnétique seule était mesurée, et le nombre trouvé pour $\frac{mv}{e}$ est égal à $3,30.10^5$ unités électromagnétiques.

En vue de déterminer exactement la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ pour les différents groupes de rayons α, M. Rutherford [3] a entrepris une série de mesures de leur déviation électrique, la déviation magnétique étant connue d'après un travail précédent. Le dispositif expérimental était le suivant :

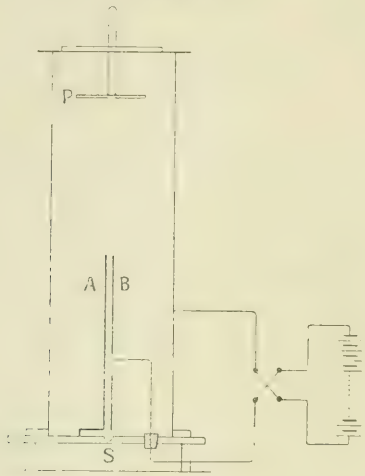
La source active (*fig.* 129) était un fil activé, placé en S norma-

---

(1) Des Coudres, *Phys. Zeit.*, 1903.
(2) Mackenzie, *Phil. Mag.*, 1905.
(3) Rutherford, *Phil. Mag.*, 1906.

lement au plan du tableau; le champ électrique était établi entre les plateaux A et B dont la distance d était égale à $0^{mm},2$ et la hauteur à environ 4^{cm}. La source avait une largeur plus grande que la distance des plateaux. Une plaque photographique P était

Fig. 129.



placée à une distance l_3 du condensateur; les hauteurs des plateaux A et B sont désignées respectivement par l_1 et l_2; le déplacement latéral d'un rayon par suite de son passage dans le champ électrique est ε.

Deux cas sont à considérer suivant que $\varepsilon < d$ ou que $\varepsilon > d$.

1° $\varepsilon < d$. La largeur $HI = D$ (*fig.* 130, I) de l'impression produite sur la plaque en l'absence du champ est donnée par la formule

$$D = d\left(1 + \frac{l_3}{l_1} + \frac{l_3}{l_2}\right).$$

Quand la déviation a lieu à gauche, le rayon le plus dévié de ceux qui atteignent la plaque est le rayon OC, dont l'angle θ avec la normale à la plaque est tel que $l_1\theta + \varepsilon = d$. Ce rayon atteindra la plaque en un point M tel que

$$GM = (l_3 + l_1)\left(\frac{d - \varepsilon}{l_1}\right) + \varepsilon\,\frac{2l_3 + l_1}{l_1}.$$

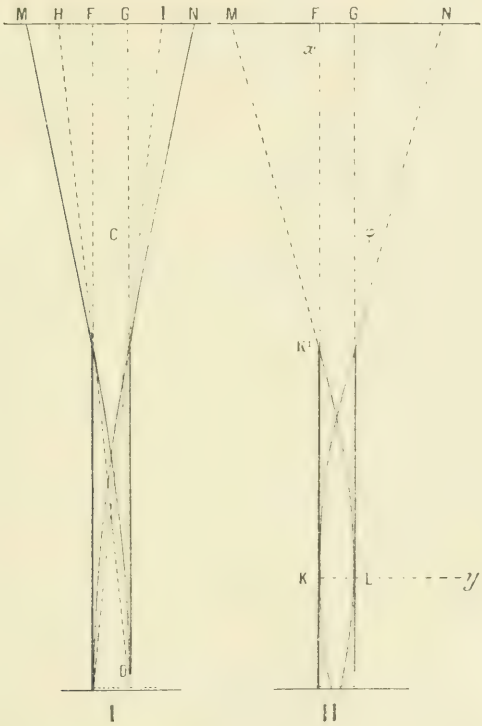
On verrait de même que si la déviation a lieu à droite, le rayon

extrême vient atteindre la plaque en un point N tel que

$$FN = (l_3 + l_2)\left(\frac{d - \varepsilon}{l_2}\right) + \varepsilon\,\frac{2\,l_3 + l_1}{l_1}.$$

La largeur de l'impression D_1 obtenue par application et renver-

Fig. 130.



sement du champ est donc donnée par la formule

$$D_1 = GM + FN - d,$$

et la différence des largeurs d'impression en présence du champ et sans champ s'obtient par l'expression

$$D_1 - D = \varepsilon\, l_3\left(\frac{3}{l_1} - \frac{1}{l_2}\right) = \frac{eh}{2\,mv^2}\, l_1\, l_3\left(3 - \frac{l_1}{l_2}\right),$$

d'où

$$\frac{mv^2}{e} = \frac{V l_1 l_3 \left(3 - \frac{l_1}{l_2}\right)}{2d(D_1 - D)},$$

V étant la différence de potentiel entre les plateaux.

La mesure de $D_1 - D$ permet de calculer $\frac{mv^2}{e}$.

2° $\varepsilon > d$. Les rayons extrêmes qui sortent du condensateur pour les deux sens opposés du champ h sont tangents aux plateaux à la même hauteur en K et L et rencontrent la plaque en deux points M et N équidistants de F et G (*fig.* 130, II). $MN = D$ est la largeur de l'impression obtenue avec renversement du champ

$$D = d - 2GN = d - 2l_3 \operatorname{tang}\varphi.$$

On a, d'ailleurs, pour un de ces rayons les équations de mouvement suivantes par rapport aux axes Kx et Ky :

$$\frac{dx}{dt} = v, \qquad \frac{dy}{dt} = \gamma t, \qquad \operatorname{tang}\varphi = \frac{\gamma t}{v} \qquad \text{où} \qquad \gamma = \frac{eh}{m},$$

et où t est le temps qui s'écoule entre le passage du rayon en K et sa sortie du condensateur.

En écrivant que la déviation $\frac{\gamma t^2}{2}$ sur le trajet de longueur KK′ est égale à d, on a, de plus,

$$t^2 = \frac{2d}{\gamma}, \qquad \operatorname{tang}^2\varphi = \frac{2d}{v^2}\frac{eh}{m} \qquad (D - d)^2 = 8l_3^2 d\frac{eh}{mv^2}$$

et

$$\frac{mv^2}{e} = \frac{8Vl_3^2}{(D-d)^2}.$$

La mesure de D permet, par conséquent, de déterminer $\frac{mv^2}{e}$.

Si $\varepsilon > 4d$, aucun rayon ne sort du condensateur.

Connaissant approximativement la déviation des rayons, on pouvait prévoir que le calcul 1 s'appliquait jusqu'à $V = 300$ volts environ. Pour $V > 300$ volts on utilisait le calcul 2.

Les dimensions de l'appareil étaient les suivantes :

$$l_1 = 3^{m},77; \qquad l_2 = 1^{cm},165; \qquad d = 0^{mm},210.$$

l_3 variait entre $3^{cm},94$ et 10^{cm}.

Le Tableau suivant contient les résultats obtenus avec les rayons α du radium C pour différentes valeurs de l_3 et de V:

V.	l.	D_{mm}.	$\frac{mv^2}{e}$ EM.
171	3,94	0,857	$5,1.10^{14}$
255	»	0,995	$4,9.10^{14}$
340	»	1,136	$4,93.10^{14}$
497	»	1,346	$4,79.10^{14}$
508,6	10,0	3,10	$4,87.10^{14}$

La moyenne de ces nombres, en tenant compte de la valeur relative des expériences, est $\frac{mv^2}{e} = 4,87.10^{14}$ E.M. Dans ces expériences la vitesse des rayons était réduite au moyen d'un écran en mica équivalent à une épaisseur d'air de $3^{cm},5$. Cet écran réduisait la vitesse à la fraction 0,763 de la vitesse initiale v_0; le produit $\frac{mv}{e}$ devait être choisi d'une manière correspondante. Les valeurs qui se correspondent d'après les expériences de M. Rutherford sont les suivantes :

$$\frac{mv}{e} = 3.10.10^5 \text{ E. M.},$$

$$\frac{mv^2}{e} = 4,87.10^{14} \text{ E. M.},$$

d'où

$$\frac{e}{m} = 5,07.10^3 \text{ E. M}; \qquad v = 1,57.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}; \qquad v_0 = 2,06.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Une expérience a été faite pour vérifier si le rapport $\frac{e}{m}$ varie par suite du passage des rayons au travers d'un écran. En voici les résultats :

	$\frac{mv}{e}$.	$\frac{mv^2}{e}$.	$\frac{e}{m}$.
Sans écran.....	$4.06.10^5$	$9.4.10^{14}$	$5.7.10^3$
Avec un écran en mica équivalent à $3^{cm},5$ d'air.....	$3,10.10^5$	$4,87.10^{14}$	$5,07.10^3$
Avec un écran en mica et un écran en aluminium équivalents ensemble à $6^{cm},5$ d'air.	$2,11.10^5$	$2,11.10^{14}$	$4,8.10^3$

On peut conclure de cette expérience que le rapport $\frac{e}{m}$ ne varie probablement pas par suite du passage d'un écran, car les nombres obtenus ne sont pas très différents, alors que la vitesse a diminué de moitié.

La même méthode a été appliquée à la mesure de la déviation électrique des rayons α du radium A, du polonium, du dépôt actif de l'actinium et du dépôt actif du thorium [1]. Pour obtenir l'effet du radium A, il a fallu superposer l'action de 20 fils activés. Le polonium était employé en couche très mince préparée par le dépôt sur du bismuth. Le dépôt actif de l'actinium était recueilli sur une plaque qui restait exposée à l'action de l'émanation pendant tout le temps de l'expérience et qui agissait au travers d'un écran en mica; l'exposition a duré 6 jours. Les rayons du dépôt actif du thorium forment deux groupes; pour tous les deux on a mesuré la déviation magnétique, mais la déviation électrique n'a pu être mesurée que pour le groupe dont le parcours est le plus long.

Les résultats des expériences sont contenus dans le Tableau ci-dessous. La valeur v_0 de la vitesse initiale a été mesurée directement pour le radium C et pour le polonium; dans les autres cas la source active agissait au travers d'un écran, et la vitesse v_0 était déduite de la vitesse observée, en tenant compte de la réduction de vitesse due à l'écran. La dernière colonne du Tableau contient les valeurs du parcours a d'après les mesures qui ont été faites par différents observateurs et qui seront décrites dans la suite de cet Ouvrage.

	$\frac{e}{m}$.	v_0.	a en cm.
Dépôt actif du radium : radium C.....	$5,07 . 10^3$	2,06	7,06
» » radium A.....	$5,6 . 10^3$	1,77	4,83
Polonium.....	$5,3 . 10^3$	1,73	3,86
Dépôt actif de l'actinium : actinium B.	$4,7 . 10^3$		5,5
» du thorium : thorium C...	$5,6 . 10^3$	2,27	8,6

L'expérience est donc favorable à l'hypothèse d'après laquelle les particules α des divers groupes sont de même nature et ne diffèrent entre elles que par la vitesse d'émission. Ce résultat s'étend aux rayons émis par le radium au minimum d'activité et au groupe le moins pénétrant des rayons du dépôt actif du thorium,

(1) Rutherford et Hahn, *Phil. Mag.*, 1906.

pour lesquels la déviation électrique n'a pas été mesurée; si, en effet, on calcule le parcours des rayons de ces groupes d'après la valeur du produit $\frac{mv}{e}$ déduit de la déviation magnétique et d'après la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ qui a été déterminée pour les rayons α du radium C, on trouve un résultat conforme à celui que donne la mesure directe du parcours par la méthode électrique.

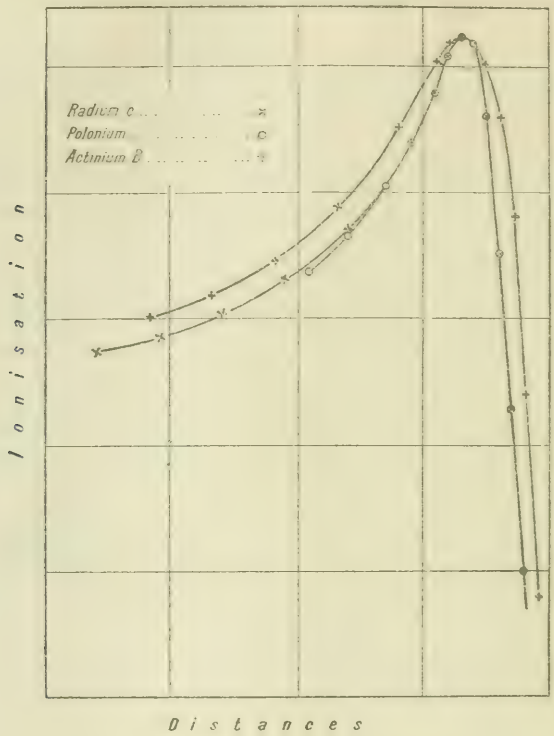
L'identité de nature des particules α émises par différentes substances a été soumise au contrôle de l'expérience par le procédé suivant : Si les particules ne diffèrent que par la vitesse d'émission, elles se trouvent toutes dans les mêmes conditions à la fin de leur parcours. Les courbes d'ionisation obtenues avec un même appareil de mesures doivent donc être superposables quand on attribue à l'ionisation maximum la même valeur et quand on fait coïncider les points qui correspondent au maximum. La comparaison a été faite pour les rayons α du polonium, du radium C et de l'actinium B qui peuvent être utilisés en couche infiniment mince [1]; les courbes d'ionisation du radium C (dépôt actif du radium après la baisse initiale) et de l'actinium B (dépôt actif de l'actinium) étaient obtenues par des mesures croisées, afin de tenir compte de la diminution de l'activité avec le temps. L'expérience montre que les courbes relatives au radium C et au polonium sont exactement superposables dans les limites de précision des expériences, et comme il s'agit de rayons ayant des parcours très différents ($7^{cm},06$ et $3^{cm},86$) et provenant de matières différentes, ce fait confirme l'hypothèse de l'identité de nature de toutes les particules α. La courbe relative au dépôt actif de l'actinium ne se superpose pas aux précédentes, bien qu'elle corresponde en apparence à un seul faisceau de rayons. On peut penser que cette courbe est en réalité la superposition de deux courbes voisines, correspondant à deux faisceaux de rayons α de parcours voisins, et que, par suite, le dépôt actif de l'actinium donne lieu à l'émission de deux groupes de rayons α. Cette supposition explique bien la forme de la courbe et se trouve aussi en accord avec d'autres faits expérimentaux relatifs à l'étude de la composition du dépôt actif de l'actinium (*voir* Chap. XV).

---

(1) M. Blanquies, *Comptes rendus*, 1909.

Les courbes obtenues avec le même appareil de mesures pour

Fig. 131.



les substances radioactives considérées sont représentées dans la figure 131.

Si l'on examine la valeur de la vitesse d'émission des rayons α, on constate que celle-ci ne varie pas dans des limites très étendues; elle reste comprise entre $1,5.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ et $2,3.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, c'est-à-dire entre les fractions $0,05$ et $0,075$ de la vitesse de la lumière.

L'énergie cinétique w d'une particule α est égale à $\frac{mv^2}{2}$; elle peut être mise sous la forme

$$w = \frac{1}{2} \frac{mv^2}{e} e.$$

Voici un Tableau des valeurs du produit $\frac{mv^2}{e}$ pour les rayons α du radium en unités E.M :

	v.	$\frac{mv^2}{e}$.
Radium au minimum d'activité.	$1,56.10^9$	$4,78.10^{13}$
Émanation du radium.....	$1,70$	$5,65.10^{13}$
Radium X.....	$1,77$	$6,12.10^{13}$
Radium C.....	$2,06.10^9$	$8,37.10^{14}$

La charge e d'une particule α est d'environ $3,1.10^{-20}$ unité électromagnétique; on trouve, pour l'énergie de la particule α du radium C,

$$w = 8,37.10^{14} \times 1,6.10^{-20} = 1,3.10^{-5} \text{ erg.}$$

La chute de potentiel v dont il faut disposer pour communiquer à une charge e l'énergie w est égale à $\frac{w}{e}$; d'où l'on déduit dans le cas actuel $V = 4,2.10^6$ volts. Une différence de potentiel de cet ordre ne peut guère être obtenue avec les moyens dont nous disposons actuellement.

L'énergie initiale d'une particule α est très supérieure à l'énergie d'un rayon cathodique; pour un tel rayon émis sous une différence de potentiel de 10000 volts, l'énergie est voisine de 10^{-8} erg; pour une particule β l'énergie croît avec la vitesse et tend vers l'infini quand la vitesse se rapproche de celle de la lumière; cependant même pour des rayons dont la vitesse est relativement grande (rayons β de l'uranium, par exemple), l'énergie n'est qu'une petite fraction de celle que possède une particule α pendant la plus grande partie de son parcours. La stabilité du mouvement de la particule α est probablement déterminée par la valeur élevée de son énergie cinétique; cette stabilité se maintient d'une manière bien plus parfaite que cela n'a lieu pour une particule β de vitesse moyenne.

131. **Nature des particules** α. — Considérons maintenant la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ pour une particule α et comparons-la aux valeurs obtenues avec d'autres rayons chargés. On voit de suite que le rapport $\frac{e}{m}$ pour une particule α est environ 3500 fois plus petit que celui qui caractérise une particule β de vitesse rela-

tivement faible ou un rayon cathodique d'une ampoule de Crookes; ce rapport est du même ordre de grandeur que celui qui caractérise les rayons positifs des ampoules à vide, ce dernier rapport étant, comme on le sait, variable, et admettant comme limite supérieure la valeur 10^4 qui correspond aussi au transport d'électricité par l'hydrogène électrolytique. Nous sommes donc conduits à attribuer à la particule α des dimensions atomiques, et ce fait confirme l'hypothèse d'après laquelle l'expulsion d'une particule α par un atome ne peut se faire sans que celui-ci se trouve détruit.

La valeur $\frac{e}{m} = 5.10^3$ E. M. environ ne correspond à aucun des rapports connus dans l'électrolyse. Des considérations basées sur la production d'hélium par les corps radioactifs ont conduit M. Rutherford à prévoir que les particules α pourraient être des atomes d'hélium portant la charge élémentaire; cette supposition conduisait à une valeur moitié moindre du rapport $\frac{e}{m}$. La valeur expérimentale conduit donc à considérer la particule α comme un atome d'hélium portant le double de la charge élémentaire, ou comme un demi-atome d'hélium portant la charge élémentaire. La première de ces hypothèses semble actuellement établie.

MM. Rutherford et Royds [1] ont vérifié par une expérience directe qu'on trouve de l'hélium dans un vase qui n'en contenait pas primitivement, et dans lequel on a laissé pénétrer les particules α émises par une source radiante contenue dans un tube de verre fermé à parois très minces. Le dispositif expérimental est représenté dans la figure 132. Une grande quantité d'émanation du radium était contenue dans le tube de verre A dont la paroi avait une épaisseur inférieure à $0^{mm},01$; l'épaisseur d'air équivalente étant 2^{cm}, on voit que la grande majorité des particules α traversait le tube et pénétrait dans le vase extérieur T, dans lequel on avait fait un vide parfait au moyen de charbon contenu dans le vase F et refroidi dans l'air liquide. De temps en temps on laissait remonter le mercure de manière à refouler le gaz dans le capillaire V, et l'on examinait le spectre. Après 24 heures aucune trace d'hélium n'était visible, mais après 2 jours la ligne jaune apparaissait faiblement,

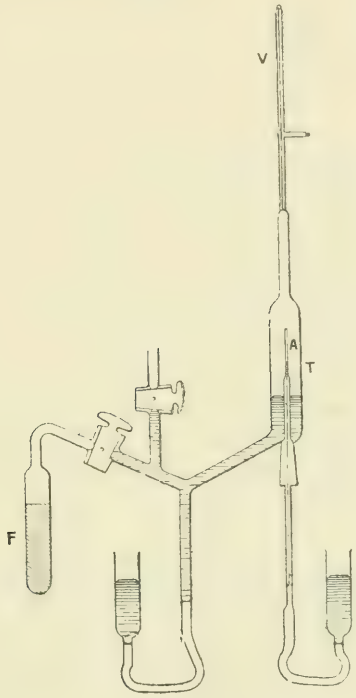
---

(1) Rutherford et Royds, *Phil. Mag.*, février 1909.

après 4 jours les lignes dans le jaune et le vert étaient brillantes et après 6 jours toutes les lignes fortes pouvaient être observées.

Si le même tube A au lieu de contenir de l'émanation contient de l'hélium comprimé, aucune trace d'hélium ne pénètre dans le vase extérieur. On peut donc conclure que des particules α, qui

Fig. 132.



ont pu traverser la paroi de verre en vertu de leur grande vitesse de projection, se retrouvent dans l'espace extérieur à l'état de gaz hélium.

Dans ces expériences les particules α ont dû pénétrer dans le verre du vase extérieur et ne s'en dégager que lentement dans l'espace vide; c'est pour cette raison que le spectre de l'hélium n'a pu être observé qu'après un intervalle de 2 jours. Dans d'autres expériences les particules α sortant du tube ont été reçues dans une feuille de plomb, et le spectre de l'hélium a été observé après 24 heures. Enfin il a été possible de découvrir la présence d'hélium

occlus dans une feuille de plomb qui entourait le tube à émanation dans l'air à la pression atmosphérique; cette feuille était introduite dans un appareil approprié à l'examen des gaz; l'air était déplacé par un courant d'oxygène pur qui a été ensuite absorbé par le charbon à la température de l'air liquide; puis la lame a été chauffée et le spectre du gaz dégagé a été soumis à l'examen. L'hélium était déjà visible avec une lame qui avait été exposée 4 heures seulement à l'action des rayons. La même expérience a été répétée avec une lame d'étain.

132. **Charge des rayons** α. — La mesure de la charge des rayons α constitue une expérience très délicate. On ne pouvait espérer observer cette charge que dans un vide très parfait, car les particules α ont un pouvoir ionisant très grand, et il est nécessaire d'éviter pour l'électrode qui les absorbe la perte de charge résultant de l'ionisation du gaz résiduel.

Les premières expériences faites en vue de mettre en évidence la charge des rayons α ont donné un résultat négatif. Voici quel était le dispositif expérimental employé par M. Rutherford [1] : Une couche très mince de bromure de radium était obtenue sur une plaque par évaporation d'une solution très étendue; le sel était étudié quand son activité était minimum; à cet état il n'émet sensiblement que des rayons α. La couche de matière étant très mince, les rayons n'étaient pas absorbés par la matière radiante d'une manière appréciable.

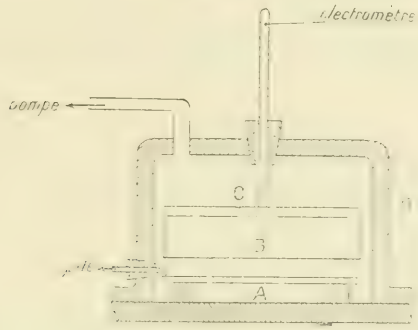
La plaque active A (*fig.* 133) était isolée dans un vase de métal et reliée à l'un des pôles d'une batterie dont l'autre pôle était relié au sol. L'électrode supérieure, isolée et reliée à un électromètre, était constituée par une boîte rectangulaire en cuivre, dont l'ouverture tournée vers le bas était fermée par une feuille d'aluminium très mince. Les rayons α traversaient cette feuille, pénétraient dans la boîte et étaient absorbés par les parois de celle-ci. La boîte extérieure D était reliée au sol, et l'on y faisait un vide aussi bon que possible. Si les rayons sont chargés positivement, l'électrode doit recueillir de l'électricité positive et, en vertu de l'ionisation du gaz résiduel, le courant obtenu quand la

---

[1] RUTHERFORD, *Phil. Trans.*, 1904.

plaque A est à un potentiel positif doit être supérieur à celui que l'on obtient quand cette plaque est à un potentiel négatif. Aucune différence certaine n'a cependant pu être constatée, et même l'effet obtenu était plutôt inverse de celui qui était prévu. De plus le courant diminue d'abord quand le vide devient meilleur, mais tend ensuite vers une limite indépendante de la pression.

Fig. 133.



M. Strutt (1), opérant avec du polonium en couche très mince et avec un dispositif analogue à celui dont il s'était servi pour la démonstration de la charge des rayons β, trouva de même que l'électroscope se déchargeait, qu'il fût chargé positivement ou négativement.

M. J.-J. Thomson (2) opérait également avec du polonium. Un disque de métal relié à l'électroscope se trouvait en face de la plaque recouverte de polonium, à 3^{mm} de distance. Un très bon vide était obtenu au moyen de la méthode qui consiste à absorber le gaz résiduel par du charbon de noix de coco contenu dans un tube immergé dans l'air liquide. La décharge de l'électroscope était 100 fois plus rapide pour une charge positive que pour une charge négative; on devait en conclure que le polonium émet beaucoup plus d'électricité négative que d'électricité positive. En plaçant l'appareil dans un champ magnétique intense, on constatait que la décharge de l'électroscope pour une charge positive se trouvait arrêtée, les particules chargées négativement émises par

(1) Strutt, *Phil. Mag.*, 1904.
(2) J.-J. Thomson, *Nature*, 1904; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1905.

le polonium ayant été déviées de leur trajet par l'action du champ magnétique. Il était donc manifeste que ces particules étaient douées d'une vitesse d'émission relativement très faible et étaient, par suite, extrêmement sensibles à l'action d'un champ électrique et d'un champ magnétique. Ces particules sont des *électrons lents* qui ne possèdent pas de pouvoir ionisant. Elles sont émises en grande quantité par le polonium et, d'après les expériences précédemment décrites, il en est de même pour le radium. En rapprochant les plateaux de son appareil, M. J.-J. Thomson a pu mettre en évidence la charge positive transportée par les rayons α du polonium.

M. Rutherford [1] ayant repris ses expériences avec l'emploi d'un champ magnétique parallèle au plan des plateaux, a observé que, dans ces conditions, l'électrode supérieure reçoit une charge positive, quel que soit le sens du champ électrique entre les plateaux. Quand on fait varier l'intensité du champ magnétique, l'effet produit sur le courant atteint une limite et ne varie plus pour des valeurs plus élevées du champ. Voici les résultats obtenus dans une expérience où la distance des plateaux était égale à 3^{mm}, et où le plateau actif était recouvert d'une feuille mince d'aluminium semblable à celle qui fait partie de l'électrode supérieure.

Potentiel du plateau actif.	Courant sans champ magnétique.	Courant avec champ magnétique.	
volts			
0	»	+0,36	
— 2	—2,0	+0,46	0,39
— 2	—2,5	+0,33	
— 4	—2,8	—0,47	0,41
— 4	3,5	+0,35	
— 8	—3,1	—0,56	0,43
— 8	—4,0	+0,31	
—8½	+3,5	+0,77	0,50
—8½	—5,0	+0,24	

M. Rutherford a admis que la différence des courants mesurés en présence d'un champ magnétique pour les deux sens du champ électrique est due uniquement au courant déterminé par l'ioni-

(1) RUTHERFORD, *Nature*, 1905.

sation résiduelle du gaz, lequel prend des valeurs égales et de signe contraire en même temps que le potentiel de la plaque inférieure. Dans ces conditions la charge positive due aux rayons α absorbés par l'électrode est mesurée par la moyenne des courants i_1 et i_2 qui correspondent aux valeurs (+V) et (—V) du potentiel du plateau A. On remarque d'ailleurs que pour les valeurs de V qui ne dépassent pas 8 volts, les moyennes des deux courants, indiquées dans le Tableau, sont assez voisines.

Soient n le nombre des particules α reçues par seconde et e la charge d'une particule. La charge ne est obtenue par la relation

$$ne = \frac{i_1 + i_2}{2},$$

et la charge émise par la substance radiante est double, puisque la moitié des rayons seulement est émise vers le haut.

Avec $0^{mg},48$ de bromure de radium sur une surface de 20^{cm^2} environ, le courant de charge mesuré était égal à $8,8.10^{-13}$ ampère, ce qui conduit à la valeur de 19 unités E.S. par gramme de radium au minimum d'activité.

Si l'on connaît la valeur de e, on peut déduire de la mesure du courant de charge le nombre N des particules émises par seconde pour un gramme de radium au minimum d'activité.

En admettant $e = 3,1.10^{-20}$ E. M., on trouve $N = 2.10^{10}$. Puisqu'il est probable que les mêmes nombres de particules α sont émis par seconde dans chacun des groupes des rayons du radium en équilibre, le nombre des particules émises par un gramme de radium en équilibre radioactif avec son émanation serait environ 16.10^{10}.

La charge des rayons α a été étudiée par d'autres observateurs qui ont observé la charge des rayons du polonium dans un bon vide et avec emploi d'un champ magnétique (1), (2), (3).

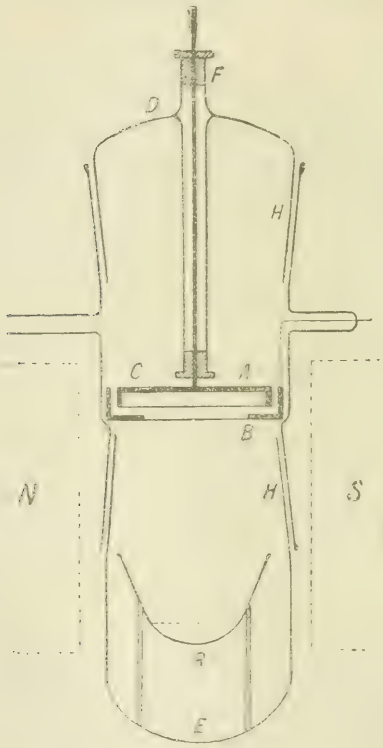
La charge des rayons α peut être mise en évidence par la même méthode que celle qui a servi dans les expériences de P. et M. Curie sur la charge des rayons β (4). Les rayons du polonium traversent

(1) Ewers, *Phys. Zeit.*, 1906.
(2) Aschkinass, *Phys. Zeit.*, 1907.
(3) Moulin, *Le Radium*, 1907.
(4) Greinacher, *Deutsche phys. Gesell.*, 1909.

une feuille très mince d'aluminium et une couche d'isolant solide d'épaisseur $0^{mm},03$; ils sont ensuite absorbés par une électrode. On obtient sur celle-ci un courant de charge qui a été mis en évidence avec un dispositif de mesures sensible.

MM. Rutherford et Geiger ont entrepris la détermination de la charge émise par une quantité connue de radium C sous forme de rayons α (1). L'appareil utilisé est représenté dans la figure 134.

Fig. 134.



Un tube de verre de 5^{cm} de diamètre à deux rodages contient la source radiante R et l'appareil de mesures. Ce dernier se compose d'une plaque B reliée à une batterie et percée d'une fenêtre de $1^{cm},92$ de diamètre, fermée par une feuille en aluminium mince, et d'une

(1) Rutherford et Geiger, *Jahrbuch. d. Rad.*, 1908.

boîte plate en laiton A dont le diamètre est de $2^{cm},5$ et dont l'ouverture tournée vers le bas est fermée par une feuille d'aluminium semblable à la première; la boîte A est reliée à l'électromètre. La source se trouve à une distance de $3^{cm},5$ de la chambre d'ionisation; c'est une petite coupelle de verre activée par l'émanation du radium. Un champ magnétique est établi dans toute la région occupée par l'appareil; il est parallèle aux plateaux et a pour effet de dévier les rayons β du radium C et de ramener les électrons lents émis par les surfaces d'aluminium à leur point de départ. Le vide est aussi parfait que possible, malgré cela le courant est toujours plus intense quand le potentiel de B est positif que quand ce potentiel est négatif. La moyenne des courants i_1 et i_2, obtenus avec des valeurs du potentiel égales et de signes contraires, mesure le courant de charge i dû aux rayons α. Les valeurs de i_1 et i_2 sont indépendantes de l'intensité du champ électrique quand le potentiel du plateau B varie entre 2 et 8 volts; la moyenne est indépendante de la valeur du champ magnétique, si celui-ci est assez intense. Le rapport du nombre des rayons reçus dans l'appareil de mesures au nombre de rayons émis est calculé d'après les dimensions géométriques, en supposant l'émission de rayons uniforme dans toutes les directions.

Si l'on a comparé le rayonnement pénétrant de la coupelle active à celui d'une ampoule contenant une quantité connue de radium en équilibre radioactif, on peut déduire de la mesure du courant i la valeur de la charge émise par unité de temps sous forme de rayons α par le radium C qui se trouve en équilibre radioactif avec un gramme de radium. Le nombre ainsi calculé est 31,6 unités E. S. D'après la théorie, la charge émise par unité de temps avec les rayons α d'un gramme de radium au minimum d'activité aurait aussi la même valeur; cette valeur est supérieure à celle précédemment trouvée.

Pour expliquer la perte du pouvoir ionisant pour une particule α dont la vitesse est tombée au-dessous de la vitesse critique, M. J.-J. Thomson [1] a supposé qu'une particule qui a atteint cette vitesse se trouve déchargée par un électron qui s'y attache; au contraire, tant que la vitesse est supérieure à une certaine vi-

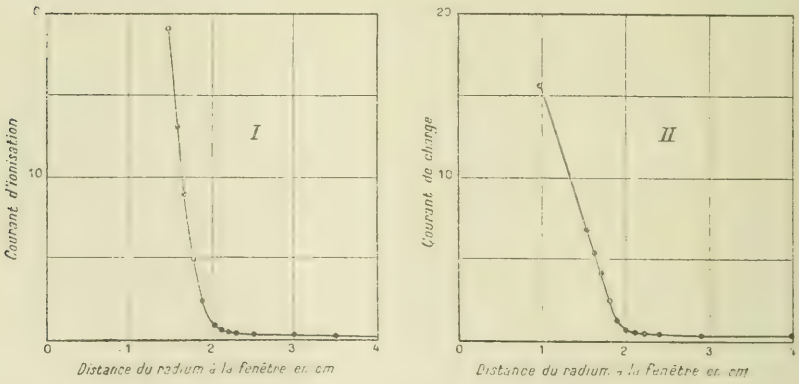
---

[1] J.-J. Thomson, *Conduction of Electricity through gases.*

tesse minimum, l'énergie cinétique de la particule est suffisante pour que la particule et l'électron puissent échapper à leur attraction mutuelle. Dans cette manière de voir la charge des particules α ne peut être observée au delà de leur parcours mesuré par la méthode d'ionisation.

M. Duane [1] a fait des expériences pour décider si la charge des rayons α disparaît en même temps que le pouvoir ionisant. La source des rayons était constituée par du radium au minimum d'activité, en couche aussi mince que possible. L'appareil utilisé est une boîte cylindrique en laiton dont le fond est percé d'un trou circulaire de $1^{cm},8$ de diamètre ; ce trou est fermé par une lame de mica très mince (2^{mg} par centimètre carré de surface) soutenue par une grille de fil de cuivre. Un plateau placé en face de la lame de mica reçoit les rayons qui ont traversé celle-ci et sert d'électrode reliée à l'électromètre, tandis que la toile métallique peut être portée à un potentiel élevé. Pour construire la courbe d'ionisation on canalise les rayons du radium au moyen d'un diaphragme à tubes, de manière à n'utiliser que les rayons normaux.

Fig. 135.



et l'on mesure le courant de saturation entre la toile et l'électrode pour diverses distances du radium à la lame de mica. La courbe I (*fig.* 135) montre que la presque totalité de l'ionisation à l'intérieur de la boîte cesse quand le radium est éloigné d'environ 2^{cm} de la fenêtre, le courant très faible observé à une distance plus

[1] Duane, *Comptes rendus*, 1908.

grande étant dû à la présence d'un reste d'émanation et de radioactivité induite.

Pour mesurer la charge des rayons on fait un bon vide dans la boîte et l'on établit un champ magnétique parallèle à l'électrode, afin de supprimer l'effet des électrons lents émis par la fenêtre et l'électrode. On mesure la charge apportée au plateau par les rayons α, sans canaliser ces derniers et en employant une quantité plus grande de radium. On vérifie qu'aucun courant d'ionisation appréciable n'existe dans la boîte en constatant que, le champ magnétique étant établi, on peut établir une différence de potentiel de quelques volts entre la fenêtre et l'électrode sans modifier l'intensité du courant. La courbe II (*fig.* 135) représente le courant de charge dû aux rayons. Ce courant est sensiblement supprimé quand le radium est à plus de 2^{cm} de la fenêtre. *La charge des particules α et leur pouvoir ionisant s'arrêtent à peu près au même point.* Le parcours mesuré par la charge est peut-être un peu plus court que celui mesuré par le pouvoir ionisant, mais la différence est, en tout cas, très faible.

Ainsi pour une particule α qui a perdu son pouvoir ionisant, la charge ne peut pas être décelée. Nous avons vu d'ailleurs qu'une telle particule ne peut plus agir sur une plaque sensible ou sur un écran phosphorescent, et nous verrons qu'elle a perdu aussi son pouvoir de produire des rayons secondaires (*voir* § 136). Une particule α qui a atteint la vitesse critique a donc perdu toutes les propriétés qui la distinguent des atomes gazeux ordinaires.

Il est facile de se rendre compte qu'un atome léger, un atome d'hélium par exemple, lancé dans l'air avec la vitesse initiale d'une particule α, et subissant des chocs contre les molécules d'air suivant les hypothèses admises d'ordinaire en théorie cinétique, se trouverait très rapidement arrêté dans son mouvement rectiligne, son énergie cinétique se trouvant réduite à celle qui correspond à l'agitation thermique. On peut prévoir que dans ces conditions le parcours du projectile ne serait qu'une petite fraction du parcours réellement observé pour une particule α; en effet, d'une part, le projectile serait fortement dévié de sa direction primitive dès les premiers chocs; d'autre part, sa vitesse serait réduite à la vitesse moyenne d'agitation thermique après une très petit nombre de chocs.

Deux points de vue différents sont envisagées en théorie cinétique : 1° les molécules peuvent être assimilées à des sphères parfaitement élastiques; 2° on suppose que les molécules exercent entre elles des forces centrales fonction de la distance; Maxwell a particulièrement développé le cas où la force est une répulsion qui varie en raison inverse de la cinquième puissance de la distance.

Dans la première hypothèse on remarque d'abord que la masse d'une particule α étant plus petite que celle d'une molécule d'air, une particule α qui subit un choc central se trouve nécessairement rejetée en arrière. Si le choc n'est pas central, la déviation est moindre; on peut calculer la déviation moyenne qui correspond aux différents chocs possibles. Si m est la masse d'une particule α et M celle d'une molécule d'air, l'angle de déviation moyen φ est égal à $\frac{\pi}{4}\frac{M-m}{M}$ quand $M > m$ et à $\frac{\pi}{4}\frac{M}{m}$ quand $M < m$. On voit que, pour une particule α qui se déplace dans l'air ($M = 30$ environ, $m = 4$), la première formule donne une déviation moyenne voisine de 90°, de sorte que, selon toute probabilité, la particule doit être rejetée de côté dès le premier choc, c'est-à-dire après un parcours de l'ordre de 10^{-5} cm. On peut s'assurer de même que chaque choc détermine une réduction de vitesse importante; c'est ainsi que quatre chocs centraux contre des molécules d'air suffiraient pour réduire de moitié la vitesse d'une particule α du radium C. Les résultats indiqués sont obtenus en considérant la vitesse des molécules d'air comme négligeable par rapport à celle des particules α.

La deuxième hypothèse a été examinée par M J.-J. Thomson [1]; elle conduit à des conclusions analogues à celles qui découlent de l'hypothèse des chocs élastiques.

Il paraît donc nécessaire d'admettre que les chocs d'une particule α contre les molécules d'un gaz ne sont pas de même nature que ceux que l'on considère en théorie cinétique. M. J.-J. Thomson indique que la différence pourrait être attribuable à ce fait que la particule est chargée. Cependant l'on ne conçoit pas facilement par quel mécanisme la présence de la charge pourrait favoriser la pénétration de la particule; la charge semblerait plutôt devoir constituer

---

[1] J.-J. Thomson, *Conduction of Electricity through gases.*

un obstacle au mouvement, en raison de l'attraction électrostatique qui doit se produire entre la particule chargée et les molécules; mais le calcul montre que la perturbation qui en résulte est très peu importante quand l'énergie cinétique de la particule est aussi grande. Il ne semble pas d'ailleurs indispensable d'admettre que l'arrêt résulte de la perte de charge, car on peut concevoir que si l'arrêt s'est produit pour une autre raison, la charge se trouvera aussitôt neutralisée grâce à la présence d'ions dans le gaz. On pourrait imaginer qu'une particule α qui possède une vitesse suffisante traverse les molécules qu'elle rencontre, et qu'il existe une vitesse limite au-dessous de laquelle ce phénomène ne peut se produire. Dans cette hypothèse la grandeur de la vitesse serait la cause déterminante du désaccord qui se manifeste entre le mode de mouvement d'une particule α et les prévisions de la théorie cinétique, de sorte qu'un atome d'hélium, lancé avec la même vitesse, pourrait se comporter de la même manière.

L'expérience montre que la stabilité du mouvement de la particule n'est assurée que tant que l'énergie reste suffisamment grande. Toute rencontre avec une molécule de gaz doit entraîner une perte d'énergie de la particule, surtout quand il y a production d'ions; le nombre des ions produits par une particule α est d'ailleurs très grand, et l'on a des raisons pour penser que les molécules qui subissent l'ionisation constituent la plus grande partie des molécules rencontrées (*voir* § 135).

133. Numération directe des particules α. Mesure de la charge d'une particule α. Valeur de la charge élémentaire. — La charge d'une particule α et le nombre des particules α émises par seconde par un gramme de radium sont des constantes d'une grande importance qu'il est utile de pouvoir déterminer indépendamment. On doit à MM. Rutherford et Geiger [1] un travail important sur la numération directe des particules α.

Le principe de la méthode est le suivant : une particule α isolée produit le long de son parcours dans l'air sous la pression atmosphérique un nombre d'ions très grand mais insuffisant pour produire un effet appréciable sur l'électromètre. Si la particule se

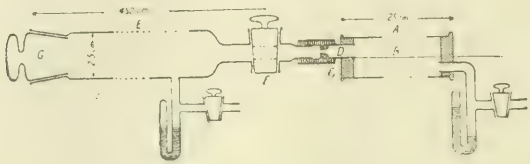
---

[1] Rutherford et Geiger, *Phys. Zeit.*, 1909.

déplace dans l'air sous pression réduite dans une région où existe un champ électrique intense, chaque ion créé peut en produire d'autres, en vertu du phénomène d'ionisation par choc des ions, découvert et étudié par M. Townsend (*voir* § 13). L'effet de la particule α ainsi multiplié devient accessible à l'observation.

L'appareil employé était un long cylindre de verre E (*fig.* 136) dans lequel on plaçait la source radiante en G. Ce tube pouvait être relié par un robinet à large voie F à l'appareil de mesures. Ce dernier

Fig. 136.



était constitué par un condensateur cylindrique dont les deux bases étaient formées par des bouchons d'ébonite; un fil B, placé axialement, servait d'électrode. Dans l'une des bases C était mastiqué un tube de verre portant une pièce métallique percée par une fenêtre qui était fermée par une lamelle de mica. Un tube de caoutchouc reliait le tube de verre au robinet du tube E. La source radiante était portée par un cylindre de fer qui pouvait être déplacé le long du tube au moyen d'un aimant. Quand le robinet était ouvert, les rayons α entraient par la fenêtre dans l'appareil de mesures et y produisaient des ions. L'intensité du rayonnement admis dans le condensateur était réglée de telle manière que quelques particules seulement fussent reçues par minute. L'effet de chaque particule se traduisait par une impulsion observée à l'électromètre; celui-ci était relié au sol par l'intermédiaire d'une résistance à air ionisé par une matière radioactive et, après chaque impulsion, il revenait vers le zéro. La chambre d'ionisation avait 20^{cm} de longueur et $1^{cm},7$ de diamètre ; la pression du gaz (air ou gaz carbonique) variait entre 2^{cm} et 5^{cm} de mercure; la différence de potentiel entre l'électrode et la boîte extérieure était de 1200 volts. Le tube E avait une longueur de 450^{cm}, et la fenêtre de mica un diamètre de $1^{mm},5$.

Le radium C était employé comme source radiante. On activait

fortement une petite plaque de métal; on attendait que la chute rapide initiale de la radioactivité induite fût terminée (le radium A est alors détruit); on comparait le rayonnement pénétrant de la plaque à celui d'une ampoule contenant une quantité connue de radium, on mettait la source en place et l'on faisait le vide dans le tube E; on commençait ensuite l'expérience, et de temps en temps on contrôlait la valeur de l'activité de la source en utilisant les rayons pénétrants émis à l'extérieur du tube. Il était nécessaire de tenir compte de la diminution de l'activité en fonction du temps.

Le nombre des impulsions est proportionnel à la surface de la fenêtre, à l'intensité de la source et varie en raison inverse du carré de la distance; il est indépendant de la pression et de la nature du gaz dans la chambre d'ionisation, ainsi que de la différence de potentiel utilisée. L'émission des particules se fait uniformément dans toutes les directions. Tous ces points ont été directement vérifiés par l'expérience. Le nombre des particules émises par unité de temps varie notablement, indiquant ainsi que la loi du hasard intervient dans le phénomène d'émission du rayonnement. Connaissant la valeur moyenne du nombre de particules reçues par unité de temps et l'angle solide sous lequel la surface de la fenêtre est vue de la source, on en déduit facilement le nombre total des particules émises pas la source. On a trouvé ainsi

$$N = 3,4.10^{10},$$

pour le nombre N des particules α émises en une seconde par une quantité de radium C qui est en équilibre avec un gramme de radium. Ce nombre est supposé égal à celui des particules α émises par un gramme de radium au minimum d'activité. Il diffère notablement du nombre indiqué précédemment (§ 132).

En remplaçant la chambre d'ionisation par un écran au sulfure de zinc placé contre la fenêtre, on a pu s'assurer que chaque particule α produit une scintillation; les scintillations étaient observées au moyen d'un microscope.

On a pu observer par la même méthode l'effet des particules α de l'uranium, du thorium et de l'actinium, et il semblait possible de mettre en évidence l'action individuelle d'une particule β.

Si les particules α des quatre faisceaux du radium sont en nombre égal, le nombre des particules émises par gramme de

radium en équilibre radioactif et par seconde est $13,6.10^{10}$. Nous avons vu, d'autre part, que dans les mêmes conditions on obtient pour le nombre des particules β de grande vitesse $5,3.10^{10}$ d'après M. Rutherford et 10^{11} d'après M. Makower. Les nombres des particules α et β émises par un gramme de radium en équilibre ne sont donc pas différents comme ordre de grandeur.

Connaissant le nombre des particules émises par seconde par le radium C qui est en équilibre avec un gramme de radium et connaissant de plus la charge qui accompagne ces particules (§ 132), on trouve pour la charge d'une particule α la valeur moyenne

$$e = 9,3.10^{-10} \text{ unité É. S.};$$

les valeurs obtenues dans plusieurs expériences étaient comprises entre $8,7.10^{-10}$ et $10,1.10^{-10}$.

M. Rutherford a admis que cette valeur est le double de la charge élémentaire, et que la valeur de celle-ci est, par conséquent, plus forte que celle admise à la suite des expériences de M. J.-J. Thomson et de M. Wilson. Il a donc proposé d'adopter pour la charge élémentaire le nombre $4,65.10^{-10}$. Ce nombre est en accord avec celui qui a été déduit par M. Planck des lois du rayonnement et avec les résultats de certaines expériences récentes (§ 11).

La charge d'une particule α du polonium a été mesurée par M. Regener [1]. L'expérience consistait à mesurer la charge positive émise par une lame portant un dépôt de polonium en couche mince, et à compter le nombre des particules émises dans le même temps par la même lame, en utilisant les scintillations produites par ces particules sur un écran phosphorescent. La méthode suppose donc que chaque particule α donne lieu à la production d'un point lumineux.

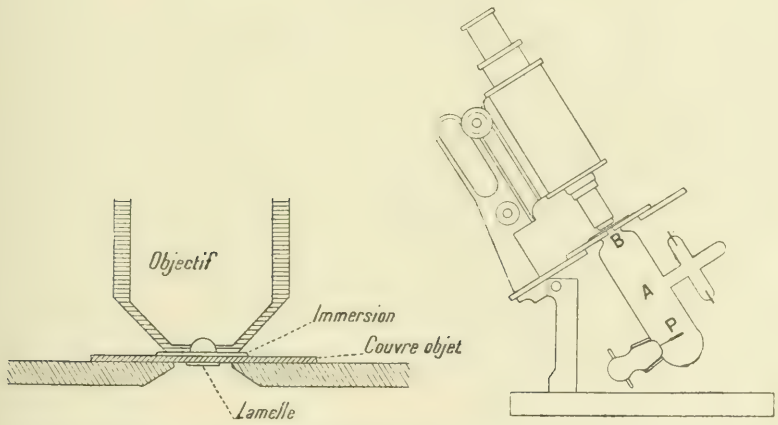
En comparant le nombre des particules comptées par la méthode électrique à celui observé par la méthode des scintillations, quand la chambre d'ionisation est enlevée et remplacée par un écran phosphorescent transparent fixé à l'extrémité du tube E en D (*fig.* 136), MM. Rutherford et Geiger avaient trouvé que la méthode optique donne un résultat inférieur de 1 pour 100 environ à

---

[1] Regener, *Acad. de Berlin*, 1909.

celui que fournit la méthode électrique. La concordance semblait donc bonne, et l'on pouvait espérer l'améliorer encore en perfectionnant les conditions de l'expérience. Pour cela l'écran au sulfure de zinc collé a été remplacé par des lames minces taillées dans la blende naturelle, dans du diamant ou de la willémite. Les scintillations étaient observées au moyen d'un microscope muni d'un objectif à immersion, et les observations n'étaient commencées qu'après un long séjour dans l'obscurité. La source radiante se trouvait dans un tube dans lequel on faisait un vide parfait, et l'angle solide comprenant les rayons utilisés était défini par un diaphragme, de telle manière que le nombre des points lumineux à compter fût en moyenne d'un pour deux secondes. La numération était faite par un procédé d'enregistrement et, pour éliminer l'effet des oscillations du nombre des particules rayonnées, on comptait dans chaque série d'expériences environ 5000 points lumi-

Fig. 137.



neux. Le dispositif expérimental est représenté dans la figure 137.

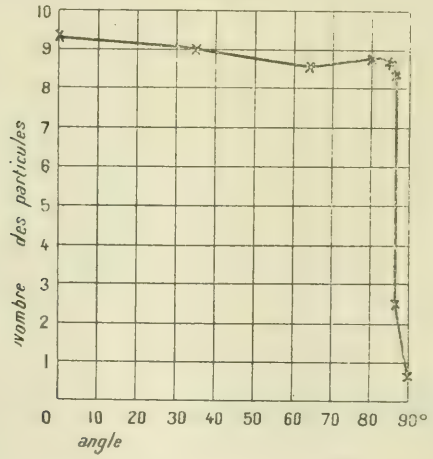
En modifiant l'orientation de la plaque active P on peut étudier la répartition du rayonnement suivant des directions faisant un angle variable avec la normale à la plaque. On trouve que, quand cet angle varie de 0° à 87° (*fig.* 138), le nombre des scintillations reste constant; c'est seulement pour un angle supérieur à 88° que se manifeste une décroissance rapide du nombre des particules reçues, et il est probable que cet effet est attribuable aux inégalités

de la surface active. Il est légitime, d'après cela, d'admettre que l'émission ne varie pas avec la direction.

La charge émise par la plaque active sous forme de rayons α était mesurée au moyen d'un dispositif analogue à celui de la figure 134, mais dont le récepteur C n'était pas fermé par une lame d'aluminium mince. Les électrons lents émis par le polonium et par le récepteur étaient ramenés aux surfaces d'émission par l'emploi d'un champ magnétique. On avait réalisé un vide aussi parfait que possible pour diminuer l'ionisation du gaz résiduel. Le courant d'ionisation n'était qu'une fraction de 3 pour 100 environ du courant de charge dû aux rayons α.

Les résultats de plusieurs séries d'expériences ont donné, pour la valeur moyenne du nombre des particules émises par seconde par la plaque active, le nombre $3{,}93 . 10^5$ et pour la charge émise

Fig. 138.



dans le même temps la valeur $0{,}000377$ unité E. S.; d'où, pour la charge e d'une particule α,

$$e = 9{,}58 . 10^{-10} \text{ unité E. S.}$$

Ce nombre est en très bon accord avec les résultats de MM. Rutherford et Geiger.

Si la particule α porte le double de la charge élémentaire, la valeur e_0 de cette dernière est probablement environ

$$e_0 = 4{,}7 . 10^{-10} \text{ unité E. S.}$$

Le nombre $4,7.10^{-10}$ étant adopté pour la charge élémentaire, conduirait à prendre $2,7.10^{19}$ pour le nombre des molécules d'un gaz contenues dans 1^{cm^3} de volume dans les conditions normales de température et de pression; la masse d'un atome d'hydrogène serait $1,6.10^{-24}$ gramme et le nombre des molécules dans une molécule-gramme serait environ $6,1.10^{23}$.

Il résulte de plus, de la valeur du rapport $\frac{e}{m}$, que la masse calculée pour une particule α est très peu différente de celle d'un atome d'hélium, et que l'identité des particules α avec les atomes d'hélium est ainsi confirmée.

Par l'ensemble des belles expériences de M. Rutherford et de ses collaborateurs, la nature de la particule α semble définitivement établie.

134. **Volume de l'émanation en équilibre avec un gramme de radium. Vitesse de production d'hélium par le radium.** — En partant des données numériques qui résultent des expériences de M. Rutherford, on peut faire les considérations suivantes :

Si un atome de radium, en se détruisant, émet une seule particule α et un seul atome d'émanation, alors le nombre des atomes d'émanation émis par seconde par un gramme de radium est égal à $3,4.10^{10}$, et le nombre des atomes d'hélium formés par seconde est $4 \times 3,4.10^{10}$ pour un gramme de radium en équilibre radioactif.

Le nombre des atomes d'émanation en équilibre radioactif avec un gramme de radium est donc égal à $3,4.10^{10} \times \theta$, où θ est la vie moyenne de l'émanation, égale à $4,82.10^5$ secondes. Le volume occupé par ces atomes est représenté par la formule

$$\frac{3,4.10^{10} \times 4,82.10^5}{2,7.10^{19}} \text{ cm}^3 = 0^{mm^3},6.$$

Ce nombre est très voisin de celui qui résulte des déterminations expérimentales.

Le volume occupé par l'hélium produit en une seconde est égal à $\frac{4 \times 3,4.10^{10}}{2,7.10^{19}}$ cm³, ce qui conduit à un volume de $0^{mm^3},43$ par jour et à un volume de 158^{mm^3} par an et par gramme de radium;

ce nombre est en accord avec les résultats expérimentaux (*voir* Chap. X).

135. Nombre d'ions produit par une particule α le long de son parcours. — Si l'on connaît le courant de saturation i, produit dans une chambre d'ionisation par l'émission dans l'unité de temps d'un nombre connu n de particules α qui sont complètement absorbées par le gaz, on peut en déduire le nombre d'ions N créé par une seule particule. Quand l'expérience est faite avec un sel de radium, il faut que celui-ci soit utilisé en couche très mince, de manière que l'absorption des particules α dans le sel puisse être considérée comme négligeable.

Soient i la valeur du courant de saturation et e_0 la charge d'un ion. On trouve

$$N = \frac{i}{ne_0}.$$

Une détermination approchée faite par M. Rutherford a indiqué que le nombre d'ions produit par une particule α du radium au minimum d'activité (parcours $3^{cm},5$) est environ 120000.

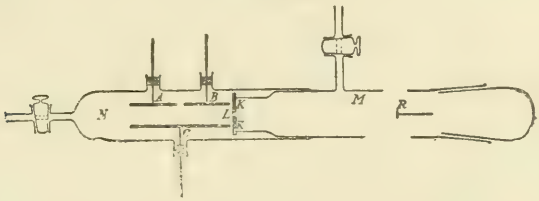
Une étude plus précise a été faite à ce sujet par M. Geiger ([1]) qui a déterminé l'ionisation totale sous pression réduite pour diverses portions du parcours des rayons α du radium C; il était facile, en opérant ainsi, d'obtenir le courant de saturation, tandis qu'en utilisant les rayons α à la pression atmosphérique, il est souvent difficile d'obtenir ce résultat. La quantité de radium C était évaluée par la mesure du rayonnement γ, et l'on connaissait, par conséquent, le nombre de particules α émises par unité de temps.

Un faisceau très étroit de rayons parallèles émis par la source R et limité par le diaphragme K (*fig.* 139) traversait une fenêtre en mica très mince et était admis dans la chambre d'ionisation formée par les plateaux B et C; le plateau A servait de plateau de garde; grâce à sa présence les ions produits entre B et C étaient seuls recueillis par le plateau B relié à l'électromètre. Pour faire une série d'expériences on faisait varier la pression du gaz dans l'appareil; à une pression déterminée, on utilisait une portion du parcours des particules qui correspondait à une portion déter-

([1]) Geiger, *Le Radium*, 1909.

minée également et très petite du parcours dans l'air sous la pression atmosphérique. La position de cette dernière portion était calculée en admettant que le parcours varie en raison inverse de la pression. Pour étudier la portion initiale du parcours sur la longueur de 1^{cm}, on plaçait la substance active au centre d'une chambre d'ionisation sphérique dans laquelle on faisait varier la pression; on constate

Fig. 139.



que, pour les basses pressions, l'ionisation varie proportionnellement à la pression, ce qui indique que dans cette région le pouvoir ionisant de la particule reste constant.

Le pouvoir ionisant moyen d'un faisceau de rayons α du radium C en différents points du parcours est indiqué dans le Tableau suivant, dont les nombres se rapportent à l'air à la température de 12° et à la pression atmosphérique :

Parcours en centimètres.	Ions par millimètre et par particule.
1	2250
2	2300
3	2400
4	2800
5	3600
6	5500
6,5	7600
7	4000

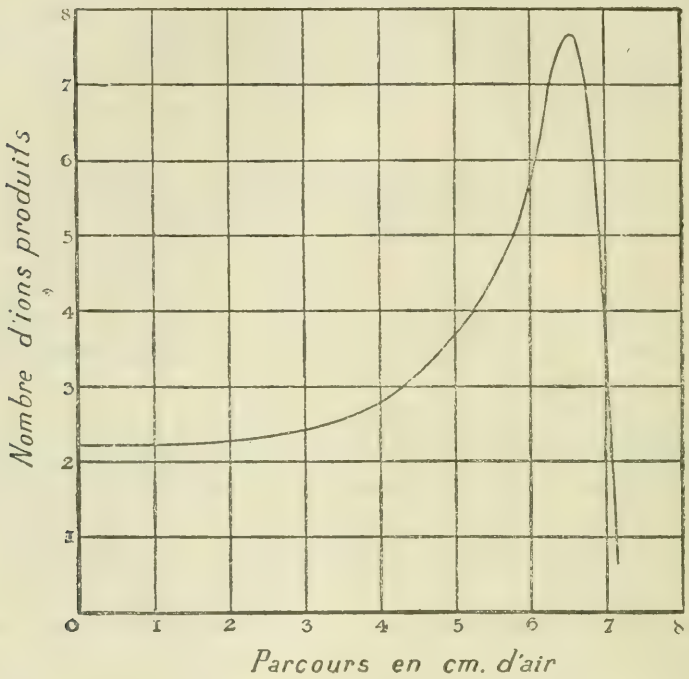
Ces mêmes résultats sont représentés dans la figure 140. L'échelle choisie est telle que chaque centimètre carré représente 10^4 ions.

Le nombre d'ions rapporté à une particule du radium C est déterminé par l'aire comprise entre la courbe d'ionisation et les axes. Ce nombre est égal à $2,37 . 10^5$, en admettant que la charge d'un ion a pour valeur $4,65 . 10^{-10}$ E. S.

Les nombres d'ions produits par des particules α émises par d'autres substances ont été calculés en admettant que la courbe

d'ionisation correspondante se superpose à celle obtenue pour les rayons α du radium C à partir de la fin du parcours (§ 130).

Fig. 140.



Ces nombres sont indiqués dans le Tableau suivant (¹) :

	Parcours a en centimètres.	Nombre N d'ions produits.	$\frac{N}{a}$.
Radium.....	3,50	$1,53.10^5$	$4,37.10^4$
Émanation....	4,23	$1,74.10^5$	$4,11.10^4$
Radium A.....	4,83	$1,87.10^5$	$3,87.10^4$
Radium C.....	7,06	$2,37.10^5$	$3,36.10^4$
Radium F.....	3,86	$1,62.10^5$	$4,19.10^4$

(¹) L'exactitude de ces nombres peut se trouver affectée par suite de l'emploi de l'hydrogène au lieu de l'air dans la chambre d'ionisation. La forme de la courbe d'ionisation dans l'hydrogène est, en effet, un peu différente de la forme de cette même courbe dans l'air (§ 144).

On voit que le rapport $\frac{N}{a}$ décroît à mesure que le parcours augmente.

D'après les résultats indiqués on peut calculer que le courant de saturation $\mathfrak{I}$ obtenu avec un gramme de radium au minimum d'activité distribué en couche très mince sur une lame, de telle manière que la moitié des particules émises soit absorbée dans le gaz, a pour valeur

$$\mathfrak{I} = 1,21 \,.\, 10^6 \text{ unités E. S.}$$

Ce résultat peut servir pour le dosage de faibles quantités de radium.

Si l'on admet que les nombres des particules α émises dans les différents faisceaux sont les mêmes, on peut calculer le rapport de l'ionisation totale, obtenue avec une certaine quantité de radium en équilibre radioactif, à l'ionisation obtenue avec la même quantité de radium au minimum d'activité; ce rapport doit en effet être égal à $\frac{1,53 + 1,74 + 1,87 - 2,37}{1,53} = 1,9$.

Une détermination expérimentale du même rapport a été faite par M. Boltwood [1] de la manière suivante : on mesurait l'activité initiale d'un sel radifère en couche très mince (au minimum d'activité); on laissait ce sel en vase clos et desséché pendant un mois; après ce temps le sel ne contenait que 70 pour 100 de la quantité d'émanation qu'il aurait contenue si l'émanation formée était restée entièrement occluse. On mesurait l'activité limite du sel et l'on faisait la correction relative à l'émanation qui s'était échappée. Le rapport ainsi trouvé entre l'activité limite et l'activité initiale était égal à 5,6.

Il est donc probable que les particules α des divers faisceaux sont en nombre égal. Les mesures doivent être faites en ayant soin que les rayons α de tous les parcours soient complètement absorbés dans l'air.

Le nombre d'ions produit en moyenne dans l'air par particule α, dans la région du parcours qui correspond au maximum de l'ionisation, est égal à 76000 par centimètre, à la pression et à la température ordinaire. Dans ces conditions de température et de

---

[1] Boltwood, *Phys. Zeit.*, 1906.

pression le chemin moyen d'une molécule d'air est environ 10^{-5} centimètre. Le chemin moyen d'une particule α dans l'air doit être plus grand parce que la particule est probablement plus petite qu'une molécule d'air, et parce que sa vitesse est très grande par rapport à celle des molécules d'air; pour cette dernière raison le chemin moyen doit être augmenté dans le rapport $\sqrt{2}$. Si l'on admet que le chemin moyen est environ $1,4.10^{-5}$ centimètre, le nombre des molécules rencontrées sur la longueur de 1^{cm} est environ 70000, et ce nombre est du même ordre de grandeur que celui indiqué par l'expérience pour le nombre des ions produits. Il est difficile d'apprécier exactement la valeur du chemin moyen; il est cependant probable que le maximum du pouvoir ionisant correspond à l'ionisation de chaque molécule rencontrée.

L'énergie perdue par une particule α du radium C le long de son parcours est environ $1,3.10^{-5}$ erg; le nombre d'ions produit est environ $2,4.10^{5}$; si l'énergie était entièrement utilisée pour la production d'ions, la dépense d'énergie par molécule ionisée serait environ $0,5.10^{-10}$ erg. Ce nombre constitue donc une limite supérieure de l'énergie nécessaire pour l'ionisation d'une molécule d'air.

136. **Production de rayons secondaires par les rayons α. Diffusion des rayons α.** — Quand les rayons α traversent la matière, on n'observe pour ces rayons ni diffusion importante, ni production appréciable de rayons secondaires, ainsi qu'il résultait des premières expériences de H. Becquerel à ce sujet. Ces expériences étaient faites par la méthode radiographique, et l'on pouvait se demander si l'on ne pourrait observer une production de rayons secondaires en opérant d'une manière différente.

J'ai cherché à mettre en évidence une transformation des rayons du polonium, en employant la méthode de l'interversion des écrans [1] : deux écrans superposés E_1 et E_2 étant traversés par les rayons; l'ordre dans lequel ils sont traversés doit être indifférent, si le passage au travers des écrans ne transforme pas les rayons; si, au contraire, chaque écran modifie les rayons en les transmettant, l'ordre des écrans n'est pas indifférent. Si, par exemple,

---

[1] Mme Curie, *Thèse de doctorat*, Paris, 1903.

les rayons se transforment en rayons plus absorbables en traversant du plomb, et que l'aluminium ne produise pas un effet du même genre avec la même importance, alors le système plomb-aluminium paraîtra plus opaque que le système aluminium-plomb; c'est ce qui a lieu pour les rayons Röntgen.

L'expérience indique que ce phénomène se produit avec les rayons du polonium. L'appareil employé était celui de la figure 119. Le polonium etait placé dans la boîte CCCC et les écrans absorbants, nécessairement très minces, étaient placés sur la toile métallique T.

Écrans employés.	Épaisseur.	Courant observé.
	mm	
Aluminium	0,01	17,9
Laiton	0,005	
Laiton	0,005	6,7
Aluminium	0,01	
Aluminium	0,01	150
Étain	0,005	
Étain	0,005	125
Aluminium	0,01	
Étain	0,005	13,9
Laiton	0,005	
Laiton	0,005	4,4
Étain	0,005	

Les résultats obtenus prouvent que le rayonnement est modifié en traversant un écran solide et sont d'accord avec les expériences dans lesquelles, de deux lames métalliques identiques et superposées, la première se montre moins absorbante que la suivante. Il est probable, d'après cela, que l'action transformatrice d'un écran est d'autant plus grande que cet écran est plus loin de la source.

Il semblait possible d'expliquer ces expériences par la production sur les faces des écrans de rayons secondaires dont la nature et la quantité serait variable avec la nature des écrans. Toutefois, les recherches faites ultérieurement ont montré qu'on ne peut mettre en évidence la production de tels rayons, ni par l'effet ionisant, ni par l'effet radiographique. Ce fait résulte très clairement des expériences suivantes [1] : les rayons émis par la source active

[1] LATTÈS, *Le Radium*, 1908.

(*fig.* 123, II) constituée par le polonium en couche très mince, traversaient un diaphragme composé d'une série de tubes juxtaposés et étaient ensuite reçus dans une chambre d'ionisation étroite, formée par une toile métallique reliée à la pile et un plateau placé au-dessus de la toile et relié à l'électromètre. Le plateau pouvait être enlevé et remplacé par d'autres plateaux ayant exactement la même forme, mais faits avec des métaux différents : aluminium, cuivre, zinc, laiton; l'appareil était construit avec une exactitude suffisante pour que la substitution d'un plateau à un autre ne pût amener aucune modification dans la forme de la chambre d'ionisation. On construisait la courbe d'ionisation des rayons du polonium pour chaque plateau; les courbes obtenues sont exactement superposables, et aucune influence du métal frappé par les rayons n'est visible. Le même résultat est obtenu en remplaçant le plateau supérieur par une toile métallique tendue reliée à l'électromètre sur laquelle on pose des feuilles métalliques très minces de nature différente : aluminium, zinc, plomb. Si les rayons α du polonium en frappant les écrans donnaient lieu à la production de rayons secondaires très absorbables dans l'air et doués de pouvoir ionisant, le dispositif qui vient d'être décrit devait être particulièrement bien adapté à faire valoir l'effet de ces rayons, puisque le pouvoir ionisant des rayons α n'était utilisé que sur un faible trajet (profondeur de la chambre d'ionisation $0^{mm},5$). On peut donc conclure qu'il n'existe aucun *effet métal*, accompagné d'ionisation, dû aux rayons α.

D'autres expériences ont été faites par la méthode radiographique. Une nappe verticale étroite de rayons du polonium, limitée par deux fentes semblables et parallèles placées l'une au-dessus de l'autre, venait rencontrer une plaque photographique inclinée dont le bord horizontal était perpendiculaire à la direction des fentes; cette plaque venait s'appuyer sur une cloison horizontale, dont le bord extrême horizontal et perpendiculaire aux fentes se trouvait au-dessus du milieu de celles-ci. Ce bord aurait pu être le siège d'une émission secondaire, et en ce cas la partie supérieure de l'impression produite par les rayons directs aurait pu être entourée d'une houppe diffuse. Les expériences étaient faites soit à la pression atmosphérique, soit à une pression inférieure à celle de 1^{mm} de mercure; en aucun cas on n'a observé la moindre trace des apparences attendues.

Il semble donc bien établi que les rayons α ne produisent pas de rayons secondaires doués de pouvoir ionisant et capables d'impressionner les plaques photographiques. En revanche certaines expériences sont favorables à l'existence d'un rayonnement secondaire lent du genre β; ce rayonnement ne peut être mis en évidence que par la charge qu'il transporte. M. Logeman a étudié la vitesse avec laquelle se charge un plateau métallique exposé aux rayons du polonium dans un champ magnétique [1]; cette vitesse dépend de la nature du métal employé pour le plateau. Dans les expériences de M. Moulin [2], les rayons du polonium traversaient une toile métallique reliée au sol, et pénétraient ensuite dans un condensateur, formé par une toile reliée à une batterie et un plateau relié à l'électromètre. Le polonium étant porté à un potentiel positif élevé, pour empêcher l'émission d'électricité négative, le courant obtenu dans le condensateur dépend du sens du champ. Dans les deux cas l'électromètre recueille de l'électricité positive, mais la vitesse de charge est plus grande quand le plateau relié à l'électromètre est chargé négativement; en ce cas, en effet, il y a émission secondaire d'électricité négative par le plateau sous l'action des rayons α qui viennent le frapper, tandis qu'en cas contraire, ces rayons ne peuvent quitter le plateau si la différence de potentiel entre le plateau et la toile est suffisante. La différence de potentiel qui suffit pour arrêter l'émission secondaire est de 10 à 15 volts, d'où l'on peut conclure que les rayons secondaires ont une vitesse insuffisante pour pouvoir ioniser les gaz. Dans les mêmes expériences on a remarqué l'émission par le polonium de rayons β dont la vitesse semble supérieure à $10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$; la proportion de ces rayons est probablement faible. Un champ magnétique faible suffit pour ramener les rayons secondaires sur le plateau qui les émet; un champ magnétique plus intense est nécessaire pour ramener de même tous les rayons β du polonium à la source; pour un champ magnétique suffisant, la charge reçue par le plateau relié à l'électromètre est due aux rayons α seulement.

Les expériences relatives à l'effet du renversement des écrans ne peuvent donc s'interpréter par une émission de rayons secon-

---

(1) Logeman, *Proc. Roy. Soc.*, 1908.
(2) Moulin, *Le Radium*, 1907.

daires, et il s'agit, par conséquent, d'un effet sur les rayons primaires. On a proposé d'expliquer le phénomène, soit par la variation du pouvoir absorbant d'un écran avec la vitesse des rayons ([1]), ([2]), soit par la diffusion des rayons α au passage des écrans ([3]).

Les effets d'interversion d'écrans obtenus par les divers observateurs qui utilisaient des rayons normaux aux écrans sont beaucoup plus faibles que les effets obtenus par M. Curie; il est donc probable que le phénomène augmente beaucoup quand on utilise les rayons obliques. En ce cas une interversion de l'ordre des écrans peut amener un très grand changement dans l'intensité des rayons qui traversent, et cela aussi bien avec une couche radiante épaisse qu'avec une couche radiante très mince. Voici les résultats de quelques expériences faites avec utilisation de rayons de toutes les directions, et avec un double écran placé à une distance de 6^{mm} de la substance active ([4]).

	Polonium	
Nature des écrans.	en couche épaisse.	en couche mince.
Étain-laiton	95,6	21,2
Laiton-étain	38,5	9,3
Aluminium-cuivre	72,6	14,4
Cuivre-aluminium	59,2	12,5
Aluminium-argent	79,0	21,2
Argent-aluminium	56,9	18,0
Aluminium-platine	117	32,4
Platine-aluminium	94	27,6

La variation du pouvoir d'arrêt des écrans avec la nature et l'épaisseur de la matière déjà traversée est encore peu connue, et en tenant compte de cette variation il n'est pas facile de calculer l'effet d'une interversion de l'ordre des écrans pour des rayons émis dans toutes les directions. Il est cependant probable que c'est là la cause principale des différences observées; la diffusion des rayons α qui traversent normalement un écran mince est très faible, mais elle doit être beaucoup plus importante pour les rayons

([1]) Meyer, *Phys. Zeit.*, 1906.
([2]) Bragg, *Phil. Mag.*, 1907.
([3]) Kucera et Masek, *Phys. Zeit.*, 1906.
([4]) Lattès, *Le Radium*, 1908.

obliques à l'écran qui traversent une épaisseur de matière plus grande.

M. Rutherford a observé qu'une nappe étroite de rayons α traversant un écran en mica mince donne une impression photographique moins bien définie qu'en l'absence de l'écran, et que la déviation des rayons par diffusion peut atteindre 2 degrés. Pour obtenir la même déviation par application d'un champ électrique normal au rayon, le long d'un trajet de même longueur, il faudrait employer une intensité de champ égale à 100 millions de volts par centimètre (1), et l'on peut ainsi se faire une idée de la grandeur des champs électriques produits par les atomes.

Les expériences suivantes indiquent également une diffusion des rayons α. L'ionisation produite par les rayons est mesurée après passage de ceux-ci au travers de deux grillages superposés (2); ces grillages sont semblables à ceux qui servent de diaphragmes pour la construction de la courbe d'ionisation. On observe le rapport des courants obtenus avec un seul diaphragme ou avec deux diaphragmes superposés, soit en recouvrant le premier diaphragme d'un écran, soit en enlevant cet écran. Le rapport n'est pas le même dans les deux cas, et l'on constate ainsi un effet de diffusion qui augmente avec le poids atomique du métal employé pour l'écran.

Une étude plus précise de la diffusion des rayons α a été faite par M. Geiger (3). Un faisceau étroit de rayons α, issu d'une source de petites dimensions et limité par un diaphragme circulaire, était reçu sur un écran au sulfure de zinc sur lequel il produisait une tache de scintillations bien limitée, l'expérience étant faite dans le vide. En recouvrant le diaphragme d'un écran métallique mince, on constatait que les scintillations se trouvaient distribuées sur une surface plus grande. La densité des scintillations était décroissante depuis le centre vers le bord; on la déterminait en comptant au moyen d'un microscope le nombre des scintillations par unité de temps et de surface, à différentes distances r du centre. Le nombre des particules qui ont subi une déviation angulaire égale à $\frac{r}{s}$,

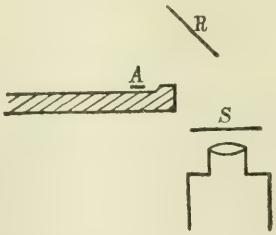
(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 1906.
(2) Mlle MEITNER, *Phys. Zeit.*, 1907.
(3) GEIGER, *Proc. Roy. Soc.*, 1910.

où s est la distance de l'écran phosphorescent au diaphragme, est mesuré par la quantité $2\pi rn$; cette quantité passe par un maximum pour une certaine valeur de r; l'angle de déviation correspondant était considéré comme *l'angle de dispersion le plus probable* pour les particules α d'une vitesse déterminée traversant l'écran utilisé. On trouvait, par exemple, que pour les rayons α du radium C traversant une feuille d'or d'épaisseur équivalente à 1^{cm} d'air, cet angle φ était égal à $2^{\circ},1$. L'expérience montre que l'angle φ croît rapidement quand la vitesse des rayons diminue; il varie approximativement en raison inverse du cube de la vitesse. Il est à peu près proportionnel à l'épaisseur de l'écran, sauf pour les très faibles épaisseurs, pour lesquelles l'accroissement est moins rapide. En admettant que le diamètre d'un atome est environ 2.10^{-8}, M. Geiger a déduit de ses mesures que la valeur de l'angle φ pour un atome d'or est environ $0^{\circ},005$.

La valeur de φ pour une lame métallique, pour laquelle l'épaisseur d'air équivalente est 1^{cm}, a été nommée *coefficient de dispersion*. Ce coefficient augmente avec le poids atomique du métal.

La reflexion diffuse des rayons α a été constatée par MM. Geiger et Marsden [1] qui observaient les rayons par les scintillations produites sur un écran au sulfure de zinc; le dispositif expérimental, analogue à celui qui a été utilisé pour l'étude des rayons secondaires des rayons β est représenté dans la figure 141. La source

Fig. 141.



radiante était constituée par le dépôt actif de radium porté par un petit plateau A; le radiateur R renvoie quelques-unes des particules α reçues sur l'écran phosphorescent S qu'on observe au

[1] Geiger et Marsden, *Le Radium*, 1909.

microscope. Les particules réfléchies sont renvoyées indifféremment dans toutes les directions, et le rapport du nombre des particules renvoyées au nombre des particules reçues a été trouvé égal à $\frac{1}{8000}$ pour un réflecteur en platine. On a constaté que le phénomène de réflexion diffuse prend une importance plus grande quand l'incidence est rasante.

La réflexion par diffusion est un effet de volume. Le nombre des particules renvoyées croît avec l'épaisseur du radiateur jusqu'à une certaine limite qui est atteinte pour une épaisseur très faible. Ce nombre Δ dépend de la nature du radiateur et augmente avec le poids atomique p de celui-ci; toutefois le rapport $\frac{\Delta}{p}$ diminue quand le poids atomique augmente. On a pu constater, en l'absence de tout réflecteur, un effet de dispersion des particules α par l'air atmosphérique.

M. Duane [1] a montré que la production de rayons secondaires (électrons lents) par les rayons α cesse à la fin de leur parcours. Les mesures étaient faites avec le dispositif qui avait servi pour la mesure du parcours par la charge transportée (§ 132). En l'absence de champ magnétique l'électrode recueille un courant

$$i = a + s_1 - s_2,$$

où a est le courant de charge positive des rayons α, s_1 le courant dû à l'émission d'électricité négative par l'électrode; s_2 le courant dû à l'émission d'électricité négative par la fenêtre. On peut séparer les courants a, s_1 et s_2 par l'action d'un champ électrique et d'un champ magnétique; ce dernier supprime s_1 et s_2 tandis que le premier, suivant son sens, supprime s_1 ou s_2. L'ionisation du gaz résiduel était considérée comme négligeable. En faisant varier la distance de la source radiante (radium au minimum d'activité), à la fenêtre, on constate que la production de rayons secondaires est supprimée en même temps que la charge des rayons. S'il y a une différence, le parcours est plus court pour la charge que pour le pouvoir de produire des rayons secondaires, mais, en tout cas, la différence est très petite.

---

[1] DUANE, *Comptes rendus*, 1908.

RAYONS γ.

137. **Découverte des rayons γ. Pouvoir pénétrant.** — La découverte des rayons γ est due à M. Villard [1] qui fut le premier à observer que le radium émet des rayons très pénétrants non déviés dans un champ magnétique. Dans les expériences de M. Villard, un faisceau de rayons du radium soumis à l'action d'un champ magnétique était reçu très obliquement sur une pile de plaques photographiques. Le faisceau non déviable et pénétrant γ traversait toutes les plaques sans diffusion et marquait sa trace sur chacune d'elles. Le faisceau dévié β produisait une impression sur la première plaque seulement; ce faisceau paraissait donc ne point contenir de rayons de grande pénétration.

La découverte de M. Villard a été confirmée par Becquerel [2]. P. Curie a observé dans ses expériences que le faisceau des rayons pénétrants du radium étudié à grande distance de la source contient environ 10 pour 100 de rayons non déviés par l'action du champ magnétique. La présence de 90 pour 100 de rayons déviés par le champ semblait en contradiction avec les résultats de M. Villard. Toutefois ce désaccord s'explique par les propriétés des rayons β. Dans les expériences de M. Villard, les rayons déviables et pénétrants β n'impressionnent pas les plaques photographiques placées au delà de la première, parce qu'ils sont en grande partie diffusés dans tous les sens par le premier obstacle solide rencontré et cessent de former un faisceau. Dans les expériences de P. Curie, les rayons émis par le radium et transmis par le verre de l'ampoule étaient probablement aussi diffusés par le verre, mais l'ampoule étant très petite, fonctionnait alors elle-même comme une source de rayons déviables β partant de sa surface, et l'on a pu observer ces derniers jusqu'à une grande distance de l'ampoule.

Les rayons γ du radium sont extrêmement pénétrants; avec une source suffisamment intense on peut observer l'effet ionisant de ces rayons au travers d'épaisseurs de métal de 20^{cm} ou 30^{cm}.

---

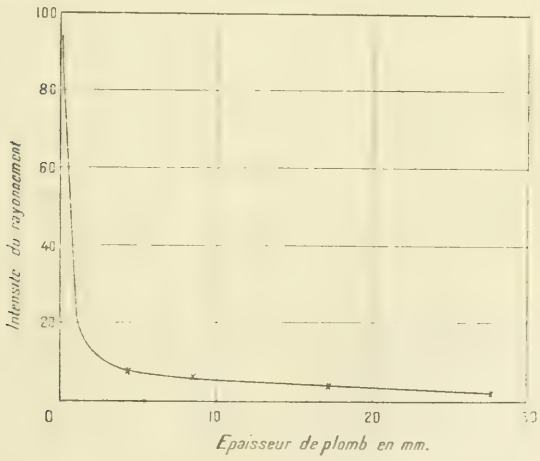
[1] Villard, *Comptes rendus*, 1900.

[2] Becquerel, *Comptes rendus*, 1900.

L'action des rayons γ sur un écran au platinocyanure de baryum peut facilement être observée au travers du corps humain. Les rayons transmis par une épaisseur de plomb égale à 1^{cm} peuvent être considérés comme étant entièrement de l'espèce γ. Ils peuvent être observés par la méthode électrique de la manière suivante : un électroscope est placé sur une plaque de plomb de grandes dimensions et de quelques millimètres d'épaisseur; la matière active est placée au-dessous de l'électroscope. On mesure d'abord la vitesse de décharge de celui-ci quand la matière active est absente; ensuite on mesure cette même vitesse en présence de la matière active et avec interposition d'écrans d'épaisseur variable entre la matière active et l'électroscope. On a également utilisé pour des recherches de ce genre une chambre d'ionisation à plateaux parallèles verticaux; les écrans étaient placés horizontalement au-dessus de la chambre, entre celle-ci et la matière active. Avec un dispositif sensible on peut observer les rayons γ produits par l'uranium et le thorium.

La courbe représentée dans la figure 142 indique la variation de

Fig. 142.



l'absorption avec l'épaisseur, la matière absorbante étant le plomb [1]. L'absorption est relativement forte pour les épaisseurs

[1] Mc Clelland, *Phil. Mag.*, 1904.

de plomb inférieures à 1^{mm}; ensuite la baisse du rayonnement devient beaucoup plus lente, et l'on admet qu'elle caractérise alors les rayons γ.

Le pouvoir pénétrant des rayons γ a fait l'objet de diverses recherches. On a trouvé, le plus souvent, que le coefficient d'absorption diminue quand croît l'épaisseur de matière traversée. De plus, le coefficient μ est très approximativement proportionnel à la densité d de la matière absorbante. Le pouvoir pénétrant des rayons γ varie avec la nature de la matière qui les émet. L'augmentation du pouvoir pénétrant avec l'épaisseur de matière traversée est un fait connu pour les rayons Röntgen.

Dans les Tableaux suivants les coefficients d'absorption μ indiqués sont les coefficients moyens pour une augmentation donnée l de l'épaisseur de l'écran; ils sont calculés par l'application de la formule $\delta = \delta_0 e^{-\mu l}$.

Le Tableau I contient les valeurs des coefficients d'absorption pour les rayons γ du radium et pour différentes matières absorbantes. Les écrans utilisés étaient précédés par une lame de plomb de 8^{mm} d'épaisseur, destinée à absorber complètement les rayons β :

TABLEAU I; μ [*Mc Clelland* (1)].

	$l = 2^{mm},5$.	$l = 5^{mm}$.	$l = 10^{mm}$.	$l = 15^{mm}$.
Platine....	1,167			
Mercure...	0,726	0,661	0,538	0,493
Plomb.....	0,641	0,563	0,480	0,440
Zinc.....	0,282	0,266	0,248	0,266
Aluminium.	0,104	0,104	0,104	0,104
Verre.....	0,087	0,087	0,087	0,087
Eau.....	0,034	0,034	0,034	0,034

Dans ces expériences, l'absorption dans l'aluminium, dans le verre et dans l'eau était trop faible pour qu'on ait pu déterminer avec précision la variation de μ avec l'épaisseur traversée.

Dans le Tableau II se trouvent réunies les valeurs du rapport $\frac{\mu}{d}$ entre les coefficients d'absorption contenus dans le Tableau I et la densité de la matière absorbante. On constate que pour les substances absorbantes de faible densité le rapport est constant; pour

(1) Mc CLELLAND, *Phil. Mag.*, 1904.

les substances plus denses le rapport est plus grand, mais tend vers la même valeur constante pour des écrans très épais.

TABLEAU II; $\frac{\mu}{d}$.

	$l = 2^{mm},5$.	$l = 5^{mm}$.	$l = 10^{mm}$.	$l = 15^{mm}$.
Platine....	0,054	»	»	»
Mercure...	0,053	0,048	0,039	0,036
Plomb.....	0,056	0,049	0,042	0,037
Zinc.....	0,039	0,037	0,034	0,033
Aluminium.	0,038	0,038	0,038	0,038
Verre.....	0,034	0,034	0,034	0,034
Eau.....	0,034	0,034	0,034	0,034

Voici un Tableau comparatif des résultats obtenus par différents expérimentateurs pour l'absorption des rayons γ du radium par le plomb.

TABLEAU III.

Mc Clelland (1).

Épaisseur.			μ.
	cm	cm	
Entre	0,8 et	1,05..	0,64
»	0,8	1,3...	0,56
»	0,8	1,8...	0,48
»	0,8	2,3...	0,44

Eve (2).

Épaisseur.			μ.
	cm	cm	
Entre	0,64 et	1,21..	0,57
»	1,21	1,79..	0,56
»	1,79	2,36..	0,46
»	2,4	3,0...	0,46

Tuomikoski (3).

Épaisseur.			μ.
	cm	cm	
Entre	0,4 et	1,0...	0,70
»	1,0	2,2...	0,58
»	2,2	5,4...	0,52
»	5,4	12,0...	0,50
»	12,0	15,8...	0,39
»	15,8	18,0...	0,25

Wigger (4).

Épaisseur.			μ.
	cm	cm	
Entre	1,6 et	5.....	0,25

Soddy et Russell (5).

Épaisseur.			μ.
	cm	cm	
Entre	1 et	8,9.....	0,495

Les valeurs de μ relatives, d'après différents auteurs, à des

(1) MC CLELLAND, *Phil. Mag.*, 1904.
(2) EVE, *Phys. Zeit.*, 1907.
(3) TUOMIKOSKI, *Phys. Zeit.*, 1909.
(4) WIGGER, *Jahrbuch d. Rad.*, 1906.
(5) SODDY et RUSSELL, *Phil. Mag.*, 1909.

rayons ayant traversé la même épaisseur de plomb, offrent d'assez grandes divergences; les résultats obtenus semblent dépendre du dispositif expérimental employé. Le coefficient d'absorption $\mu = 0,25$, le plus faible de ceux qui ont été indiqués, correspond à une diminution de moitié de l'intensité du rayonnement sur une épaisseur de $2^{cm},8$ environ. Les observations peuvent être troublées par des effets secondaires produits sur les écrans. C'est ainsi que l'introduction d'une lame d'aluminium entre l'écran de plomb et la chambre d'ionisation peut avoir pour effet d'accroître l'ionisation si l'épaisseur de la lame n'est pas trop grande.

La valeur du rapport $\frac{\mu}{d}$ qui est égale à $0,035$ environ pour les écrans épais d'après le Tableau II est égale à $0,02$ d'après M. Wigger et à $0,04$ d'après MM. Soddy et Russell.

Les pouvoirs pénétrants des rayons γ du radium, du thorium et de la pechblende ont été comparés par M. Eve qui a trouvé dans tous les cas le même coefficient d'absorption moyen.

Les rayons γ de l'uranium sont plus absorbables que ceux du radium et du thorium. Ces rayons semblent homogènes. Le coefficient d'absorption moyen pour une épaisseur de plomb de $0^{cm},64$ est d'après M. Eve $\mu = 1,4$. MM. Soddy et Russell (1) ont étudié ces rayons avec de l'uranium X extrait de 50^{kg} de nitrate d'urane et ayant une activité relativement très grande; le coefficient d'absorption qu'ils indiquent pour le plomb entre les épaisseurs 1^{cm} et 5^{cm} est $\mu = 0,72$, soit très inférieur au nombre précédent.

Les valeurs des coefficients d'absorption pour les rayons γ de l'uranium X et du radium, d'après MM. Soddy et Russell, sont réunies dans le Tableau IV; ces coefficients sont relatifs à des rayons qui, en plus d'une épaisseur de plomb de 1^{cm}, ont à traverser des écrans dont l'épaisseur est indiquée. Les mêmes résultats ont été représentés par des courbes dans la figure 143, le logarithme de l'intensité du rayonnement étant porté en ordonnées et l'épaisseur de la matière absorbante en abscisses. On voit que l'absorption suit très approximativement une loi exponentielle simple. D'après MM. Soddy et Russell, les rayons γ du radium

(1) Soddy et Russell, *Phys. Zeit.*, 1909.

seraient homogènes, et leur coefficient d'absorption par le plomb serait constant et égal à 0,498 pour des épaisseurs de plomb comprises entre 2^{cm} et 22^{cm} [1].

TABLEAU IV.

MATIÈRE.	EPAISSEUR en centimètres.		RAYONS γ du radium.		RAYONS γ de l'uranium X.	
			μ (cm)$^{-1}$.	$100\,\frac{\mu}{d}$.	μ (cm)$^{-1}$.	$100\,\frac{\mu}{d}$.
Mercure	(Ra) 0,34 à	3,32	0,642	4,72	0,832	6,12
	(Ur) 0,343	3,535				
Plomb	(Ra) 0	7,91	0,495	4,34	0,725	6,36
	(Ur) 0	4,5				
Cuivre	0	7,60	0,351	3,98	0,416	4,72
Laiton	0	5,86	0,325	3,89	0,392	4,70
Fer	0	7,57	0,304	3,99	0,360	4,72
Étain	0	5,51	0,281	3,88	0,341	4,70
Zinc	0	6,00	0,278	3,93	0,329	4,65
Ardoise	0	9,44	0,118	4,14	0,134	4,69
Aluminium	0	11,19	0,111	4,01	0,130	4,69
Verre	0	11,96	0,105	4,16	0,122	4,84
Brique de magnésie	0	11,86	0,076	3,96	0,0917	4,78
Soufre	0	11,59	0,0782	4,38	0,0921	5,16
Paraffine	0	11,39	0,040	4,64	0,0433	5,02
Bois de pin	0	12,51			0,02926	7,58

$\frac{\mu}{d}$ pour les rayons γ du radium, valeur moyenne... 0,0399

» » de l'uranium X, » ... 0,0470

Rapport $\frac{\mu(\mathrm{UrX})}{\mu(\mathrm{Ra})}$ » ... 1,18

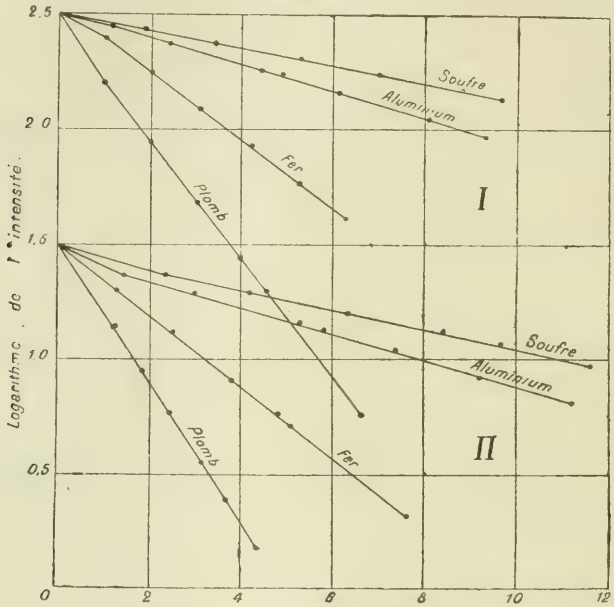
L'intensité des rayons γ du nitrate d'uranium est relativement faible; elle serait, d'après M. Eve, dix fois plus petite que l'intensité des rayons γ du nitrate de thorium à poids égal; d'après MM. Soddy et Russell, le rapport de l'intensité des rayons γ à celle des rayons β serait environ 50 fois plus petit pour l'uranium que pour le radium C.

Les rayons γ de l'actinium sont encore plus absorbables que ceux

[1] SODDY et RUSSELL, *Phil. Mag.*, 1910.

de l'uranium [1]. Quand la substance est recouverte d'un écran de zinc de $1^{cm},45$, le coefficient d'absorption moyen du rayonnement pour un écran de plomb jusqu'à $0^{mm},45$ d'épaisseur est égal à 10,5; il s'agit probablement en ce cas de rayons β; pour des épaisseurs

Fig. 143.



Épaisseur de matière traversée, en centimètres.

I. Rayons γ du radium.
II. Rayons γ de l'uranium.

de plomb comprises entre $0^{mm},45$ et $2^{mm},85$ le coefficient d'absorption est égal à 4,1; ensuite il éprouve une variation assez brusque et, pour des épaisseurs de plomb comprises entre $2^{mm},85$ et 6^{mm}, il est égal à 2. D'après cela l'actinium donnerait lieu à l'émission de deux groupes de rayons γ.

La comparaison du pouvoir pénétrant des rayons γ du radium ($\mu = 0,1$ environ pour l'aluminium) et des rayons β émis par la même substance ($\mu = 12$ environ pour l'aluminium et pour le groupe des rayons les plus pénétrants) indique que les rayons γ sont plus de 100 fois plus pénétrants que les rayons β de grande vitesse.

---

[1] Eve, *Phil. Mag.*, 1907.

138. **Dosage des substances radioactives par les rayons γ qu'elles émettent.** — Le dosage des substances radioactives au moyen des rayons γ est d'usage courant dans les laboratoires. Ce dosage présente le grand avantage d'être d'une grande facilité au point de vue expérimental : il consiste à utiliser seulement les rayons très pénétrants, en supprimant le rayonnement plus absorbable au moyen d'un écran convenable. Il en résulte que pour des substances enfermées dans des ampoules de verre ou autres enveloppes minces, l'absorption produite par ces enveloppes pourra être assez faible pour qu'on ait le droit de la négliger. La comparaison peut se faire avec précision pour des échantillons d'une même substance radioactive, si les rayons émis de chaque point de la source sont dans tous les cas utilisés de la même manière, c'est-à-dire reçus sous le même angle solide dans l'appareil de mesures et absorbés dans la même proportion par l'ensemble des écrans intermédiaires.

D'après M. Eve on peut doser par cette méthode l'ensemble du radium et du thorium dans les minéraux radioactifs, les rayons γ du thorium ayant le même pouvoir pénétrant que ceux du radium.

On peut employer pour le dosage au moyen des rayons pénétrants une chambre d'ionisation du type représenté dans la figure 39, Chapitre II; cet appareil sert pour les sources de très petites dimensions. Pour les sources plus volumineuses, on peut utiliser un grand condensateur à plateaux (diamètre des plateaux 40^{cm}, distance des plateaux 5^{cm}), dont le plateau supérieur est recouvert par un écran en plomb, sur lequel on pose la source, vers le milieu. Voici le résultat d'une comparaison entre deux ampoules contenant du radium et ayant toutes les deux de petites dimensions. La première ampoule contient $0^g,09$ d'un mélange de chlorures de baryum et de radium, dans lequel le poids atomique du métal déterminé par l'expérience est égal à 216; cette ampoule contient donc $0^g,064$ de radium. Le deuxième ampoule contient $0^g,0265$ de chlorure de radium pur (poids atomique du métal, 226), soit $0^g,0202$ de radium. Les courants obtenus avec les deux ampoules au moyen du grand condensateur sont respectivement 564 et 175. Le rapport de ces courants est 3,22 tandis que le rapport des teneurs en radium est 3,17. La précision des comparaisons de ce genre peut, d'ailleurs, être supérieure à celle qui a été obtenue

dans l'expérience précédente, que j'indique surtout parce qu'elle se rapporte à des teneurs en radium déterminées par des méthodes chimiques.

Il est utile de remarquer que pour avoir de bonnes comparaisons il faut que les conditions expérimentales soient aussi identiques que possible pour les échantillons à comparer. Ainsi l'on constate qu'en éloignant l'une des petites ampoules du plateau sur lequel elle est posée, de 2^{cm} seulement, on diminue de 5 pour 100 le courant mesuré; une diminution de même importance est obtenue en enveloppant l'ampoule d'une feuille de platine de $0^{mm},16$ d'épaisseur, bien que l'écran de plomb que traversent les rayons ait une épaisseur de 1^{cm}.

139. **Nature des rayons γ.** — Les rayons γ n'étant pas influencés par l'action d'un champ magnétique, il semblait naturel de les assimiler aux rayons Röntgen des ampoules à vide.

On sait qu'il existe des rayons β dont la vitesse est si grande que ces rayons sont peu sensibles à l'action d'un champ magnétique. Toutefois entre les rayons β et γ il existe à ce point de vue une discontinuité qui a été mise en évidence dans les expériences de P. Curie et de M. Villard. Cette discontinuité se voit très clairement dans l'expérience suivante de M. Paschen [1]. Le radium est placé au fond d'un tube de plomb de 1^{mm} de diamètre et de 6^{cm} de profondeur. Un faisceau étroit de rayons s'échappe de la cuve et produit une impression sur une plaque photographique placée à 6^{cm} de distance de la cuve. Dans la région comprise entre le tube et la plaque on établit un champ magnétique normal au faisceau. Quand l'intensité H du champ est égale à 1000 unités, on obtient la séparation complète de la tache, correspondant au faisceau non dévié, et de la bande, correspondant au faisceau dévié des rayons β de vitesses différentes; la distance entre les deux impressions est de 3^{cm}. Pour $H = 3000$ les rayons β n'atteignent plus la plaque, tandis que l'impression due aux rayons γ n'est pas modifiée.

La séparation des rayons β et γ est visible dans la figure 3, planche VI. Cette figure représente une épreuve obtenue avec

---

[1] Paschen, *Phys. Zeit.*, 1904.

un faisceau de rayons émis par une source linéaire et limité par une fente parallèle à la source. Un champ magnétique parallèle à la direction de la fente était établi dans la région traversée par les rayons; le trajet des deux faisceaux séparés était reproduit sur une plaque photographique, normale au plan déterminé par la source et la fente, mais inclinée sur la direction moyenne des rayons. Le faisceau non dévié de rayons γ reste fin, tandis que le faisceau dévié de rayons β subit un épanouissement notable.

D'après les expériences de M. Paschen, si les rayons γ sont déviés par un champ magnétique, le rayon de courbure de leur trajectoire dans un champ de 30000 unités est supérieur à 10^m, et en ce cas, même en leur attribuant une vitesse voisine de celle de la lumière, on obtiendrait au plus un rapport $\frac{e}{m}$ de l'ordre de 1000 unités électromagnétiques. Les rayons γ représenteraient en ce cas des particules possédant une très grande énergie, ce qui ne semble pas conforme aux expériences; on sait, en effet, que les rayons γ ne contribuent que pour une faible part au dégagement de chaleur produit par le radium. Il est donc probable que ces rayons ne sont pas chargés.

P. Curie et M. Sagnac [1] ont cherché à mettre en évidence la charge des rayons Röntgen en recevant un faisceau de ces rayons dans un cylindre de Faraday en plomb à parois épaisses; les rayons entraient dans ce cylindre par une ouverture pratiquée dans la paroi de plomb et fermée par une feuille d'aluminium. L'enceinte fermée ainsi obtenue était entièrement recouverte d'une couche mince de paraffine, qui était elle-même entourée d'une mince enveloppe en aluminium reliée au sol. Une tige de communication protégée de la même manière reliait la paroi du cylindre à un électromètre. Les rayons traversaient l'enveloppe extérieure, la paraffine et la fenêtre et étaient absorbés dans la paroi de plomb. Aucune charge de celle-ci n'a pu être constatée à l'électromètre.

Quand on veut s'assurer de la même manière si les rayons γ transportent une charge électrique, on rencontre de grandes difficultés. Ces rayons sont, en effet, très pénétrants et traversent tout récepteur destiné à les recevoir, en n'étant absorbés que partielle-

---

[1] P. Curie et Sagnac, *Comptes rendus*, 1900.

ment; en même temps ils donnent naissance à des rayons secondaires qui sont, au moins en partie, des rayons β et qui, émanant des surfaces du récepteur ou des objets environnants, donnent lieu à des effets de charge. C'est ainsi qu'une enceinte en plomb à parois épaisses, complètement fermée et contenant une petite quantité de radium, doit acquérir une charge positive. Dans les expériences de M. Paschen sur la charge émise par le radium (§ 110), la charge négative que l'on observait encore avec un champ magnétique très intense pouvait provenir des rayons secondaires émis par les ailettes qui absorbaient les rayons β déviés et les rayons γ de direction oblique.

Si l'on admet que les rayons γ ne sont pas chargés, il reste à examiner si ces rayons sont de nature corpusculaire ou bien s'ils représentent une perturbation électromagnétique de l'éther. Un problème analogue s'est déjà présenté relativement à la nature des rayons Röntgen. Les propriétés de ces derniers : absence de charge, propagation parfaitement rectiligne, absence de réfraction, de réflexion et de diffraction, reçoivent une interprétation très cohérente, en considérant les rayons X non comme des trains d'ondes, mais comme des *pulsations* de l'éther ou perturbations isolées de très courte durée se propageant dans l'espace avec la vitesse d'une onde électromagnétique. Il est, d'ailleurs, naturel de penser qu'une perturbation de cette nature doit avoir lieu quand l'électron en mouvement rapide, qui constitue un rayon cathodique, éprouve un arrêt brusque en rencontrant un obstacle solide. Il est également naturel de concevoir qu'une pulsation de l'éther qui constitue des rayons X et qui représente une zone de champ électromagnétique se propageant dans l'espace peut, en traversant la matière, agir sur les électrons qui y sont contenus, et provoquer l'expulsion de certains d'entre eux qui forment des rayons secondaires analogues aux rayons β. D'autres rayons secondaires de la même nature que les rayons primaires doivent également être émis par la matière que traversent ces derniers, parce que les variations de l'accélération des électrons sur lesquels passe la pulsation primaire doivent donner lieu à des pulsations secondaires.

La théorie des pulsations de l'éther est, en général, considérée comme donnant l'explication la plus probable de la nature des

rayons X, bien qu'aucune preuve décisive n'ait encore pu être apportée en faveur de cette théorie. Les expériences sur la *polarisation* des rayons X secondaires et primaires viennent cependant à l'appui de cette manière de voir ([1]). En considérant que le passage d'une perturbation électromagnétique sur un électron en repos a pour effet initial d'imprimer à celui-ci une accélération dans la direction du champ électrique, et que le champ électrique dans une onde électromagnétique est normal à la direction de propagation, on peut prévoir que l'intensité de la radiation X secondaire émise par un radiateur métallique ne doit pas être la même dans toute les directions, mais que pour une direction déterminée elle dépend de l'orientation de cette direction par rapport à celle du faisceau primaire. Cette prévision a eté confirmée par les expériences de M. Barkla à ce sujet.

Les rayons γ semblent analogues aux rayons X, et les conditions de leur production semblent présenter également une analogie correspondante. Les rayons γ sont, en effet, dans tous les cas connus, inséparables des rayons β, et ont une intensité proportionnelle à celle de ces derniers. On peut donc penser que leur émission dépend de celle des rayons β comme l'émission des rayons X dépend de celle des rayons cathodiques. Toutefois on n'a pas encore constaté avec certitude l'émission de rayons γ par des radiateurs recevant des rayons β exempts de rayons γ. M. Eve a signalé l'émission de rayons secondaires genre γ sous l'influence des rayons pénétrants du radium, mais la production de rayons γ à partir de rayons β n'a pas été absolument prouvée.

Une différence importante avait été constatée entre les rayons γ et les rayons X au point de vue du pouvoir ionisant de ces rayons pour différents gaz. M. Strutt ([2]) a montré que tandis que pour les rayons γ du radium l'ionisation du gaz est approximativement proportionnelle à sa densité, il n'en est pas de même pour les rayons X qui produisent une ionisation beaucoup plus grande dans l'hydrogène sulfuré et dans l'acide chlorhydrique que dans l'air, bien que la densité de ces gaz ne soit pas très différente de celle de l'air. Toutefois il ne faut pas oublier que les rayons γ ont un pouvoir pénétrant considérablement plus grand que celui des rayons X

([1]) Barkla, *Jahrbuch d. Rad.*, 1908.
([2]) Strutt, *Phil. Trans.*, 1901.

et peuvent pour cette raison avoir des propriétés différentes. Il résulte des recherches de M. Eve [1] que l'écart dont il est question ici est bien moindre pour les rayons X provenant d'un tube très dur; ces rayons étaient cependant encore 40 fois moins pénétrants que les rayons γ, puisque leur coefficient d'absorption pour le plomb était égal à 22, celui des rayons γ du radium étant environ 0,5.

Voici les résultats des expériences de M. Strutt et de M. Eve à ce sujet :

		Conductibilité relative du gaz.		
		Rayons X :		
Gaz.	Densité relative.	mous.	durs.	Rayons γ.
Hydrogène	0,07	0,11	0,42	0,19
Air	1	1	1	1
Hydrogène sulfuré	1,2	6	0,9	1,23
Chloroforme	4,3	32	4,6	4,8
Iodure de méthyle	5,0	72	13,5	5,6
Tétrachlorure de carbone	5,3	45	4,9	5,2

Pour chaque gaz l'ionisation était déterminée pour une pression convenable; les résultats ont été ensuite rapportés à la même pression, l'ionisation étant proportionnelle à la pression pour les rayons pénétrants.

M. Eve a d'ailleurs constaté que la conductibilité du gaz est due en grande partie aux rayons secondaires. Les expériences étaient faites avec deux électroscopes contenus dans une boîte qu'on remplissait du gaz étudié; les rayons agissaient par des fenêtres pratiquées dans la paroi de la boîte. Quand un des électroscopes était intérieurement recouvert de feuilles d'aluminium, l'ionisation était fortement diminuée; dans le cas des rayons X la proportion de l'ionisation due aux rayons secondaires pouvait atteindre 70 pour 100; dans le cas de rayons γ cette proportion était très inférieure.

Il semble, d'après ce qui précède, que le mode d'action des rayons γ et des rayons X sur les gaz ne puisse pas suffire pour établir entre ces rayons une différence de nature et que, par suite, l'hypothèse faite sur la nature des rayons Röntgen soit aussi applicable aux rayons γ.

Dans des publications diverses, M. Bragg [2] a émis l'opinion que

---

(1) Eve, *Phil. Mag.*, 1904.

(2) Bragg, *Phil. Mag.*, 1908; *Le Radium*, 1908.

les rayons γ et les rayons X sont de nature corpusculaire, et qu'ils sont constitués par un couple de particules chargées, l'une positivement, l'autre négativement, avec la charge élémentaire, l'ensemble des deux particules formant un couple neutre. Quand un tel couple rencontre un obstacle matériel, les deux particules peuvent être séparées, et la particule chargée négativement constitue un rayon secondaire du genre β. M. Bragg pense que cette théorie permet d'expliquer toutes les propriétés des rayons γ et qu'elle rend compte en particulier de ce fait, que les rayons secondaires β sont émis principalement autour d'une direction privilégiée qui est celle du faisceau des rayons γ primaires; de plus, dans le cas du radium, ces rayons secondaires ont une vitesse sensiblement égale à celle des rayons β du radium lui-même : la vitesse ne dépend pas de la nature de la matière dans laquelle les rayons secondaires sont formés.

On peut remarquer que la théorie des pulsations prévoit aussi pour l'émission des rayons secondaires β une direction privilégiée qui est celle du faisceau primaire. Si, en effet, une onde électromagnétique plane de direction Oz passe sur un électron placé au point O, les directions du champ électrique h et du champ magnétique H se trouvent dans un plan normal en O à la direction Oz avec une orientation relative telle que la direction h puisse être amenée sur la direction H par une rotation de 90° autour de Oz dans le sens inverse du sens de rotation des aiguilles d'une montre. L'électron déplacé d'abord en sens inverse de h en vertu de l'action du champ électrique sur sa charge négative, est équivalent à un courant circulant dans le sens h et subit de la part du champ magnétique H une force dont la direction est Oz. L'impulsion électromagnétique aura donc pour effet de communiquer aux électrons des vitesses dont la composante parallèle à l'axe Oz est dirigée dans le sens de la propagation; ces vitesses peuvent se superposer aux vitesses propres des électrons, et si celles-ci sont distribuées uniformément, les vitesses résultantes qui font un angle aigu avec la direction de propagation de l'onde, qui est en même temps la direction du faisceau primaire, seront plus fréquentes que les vitesses qui font un angle obtus avec la même direction. Il faut toutefois supposer que la vitesse communiquée à l'électron par la pulsation est de même ordre que la vitesse des rayons β secon-

daires; cette dernière, dans le cas des rayons X, est du même ordre que la vitesse des rayons cathodiques, et dans le cas des rayons γ elle est du même ordre que celle des rayons β de la même substance. Il est donc évident qu'une pulsation qui résulte de l'arrêt brusque d'un rayon cathodique et dont l'énergie totale est au plus égale à celle de ce rayon, ne peut, en se propageant dans l'espace et en passant sur un électron contenu dans la matière, fournir à celui-ci l'énergie nécessaire pour acquérir la vitesse perdue par le rayon cathodique primaire. On pourrait, d'autre part, penser que l'énergie des rayons secondaires ne dérive pas de celle de la pulsation, mais plutôt de l'énergie interne de l'atome, les rayons primaires n'agissant que comme cause déterminante de l'explosion de l'atome. La prédominance de l'émission secondaire β dans la direction des rayons primaires est, en ce cas, plus difficile à expliquer, et c'est là l'argument principal de M. Bragg en faveur de sa théorie. Peut-être aussi pourrait-on éviter la difficulté dont il vient d'être question, en admettant qu'une seule pulsation est insuffisante pour produire l'émission d'un rayon β secondaire; une série composée d'un grand nombre de pulsations successives serait nécessaire à cet effet, chacune de ces pulsations venant renforcer l'effet de la précédente; on peut aussi remarquer qu'un électron qui au moment du passage d'une pulsation possède dans l'atome une vitesse de même direction que celle de la pulsation, sera soumis plus longtemps à l'action de la pulsation et, pour cette raison, plus fortement influencé qu'un électron dont la vitesse a le sens opposé; l'expulsion pourrait résulter d'une accumulation d'effets de ce genre.

Quant aux résultats expérimentaux d'après lesquels la vitesse des rayons β secondaires provenant de rayons γ est indépendante de la nature de l'atome dans lequel ils se forment et égale dans le cas du radium à celle des rayons β primaires, on peut penser qu'étant donnée la nature complexe des émissions primaire et secondaire, il est difficile d'établir les conclusions considérées avec certitude et précision.

La théorie de M. Bragg conduit soit à admettre l'existence d'électrons positifs, soit à admettre que l'émission de rayons X, de rayons γ et de leurs rayons secondaires de même espèce comporte la destruction des atomes par suite d'émission de particules chargées positivement et ayant des dimensions atomiques.

Dans la théorie des pulsations la vitesse des rayons X et des rayons γ est égale à celle de la lumière; dans la théorie corpusculaire elle peut en différer. La vitesse des rayons γ n'a pas été mesurée. En ce qui concerne la vitesse des rayons X, des mesures ont été faites par M. Blondlot (1) et par M. Marx (2) qui ont conclu tous les deux en attribuant aux rayons X la vitesse de la lumière; toutefois la question ne semble pas définitivement résolue (3).

Certaines théories récentes de la Physique admettent une structure discontinue pour la radiation électromagnétique ou lumineuse (§ 22). Dans cette manière de voir, l'énergie de la radiation ne se propage pas en ondes continues, mais se trouve émise à l'état de faisceaux d'énergie limités ou bien à l'état d'atomes d'énergie. La théorie des pulsations ainsi modifiée et appliquée à l'interprétation des propriétés des rayons Röntgen et des rayons γ pourrait offrir une certaine analogie avec la théorie matérielle de M. Bragg, sauf en ce qui concerne la vitesse de propagation des rayons.

Il semble possible de se rendre compte de la distribution, dans l'espace, d'un des phénomènes élémentaires qui constituent les rayons γ, en utilisant une source radiante de petites dimensions et en observant de quelle manière l'écart moyen, à partir de la valeur moyenne de l'ionisation produite dans une chambre de forme convenable, varie avec l'angle solide dans lequel le rayonnement est utilisé (4).

140. Rayons secondaires des rayons γ. — La production de rayons secondaires par les rayons γ est probablement un phénomène analogue à la production de rayons secondaires par les rayons Röntgen.

Un métal frappé par les rayons X émet des rayons qui sont d'autant plus différents des rayons primaires et d'autant plus absorbables que le métal du radiateur est plus dense (5). Ces rayons

(1) Blondlot, *Comptes rendus*, 1902.
(2) Marx, *Ann. d. Phys.*, 1906.
(3) Franck et Pohl, *Deutsch. phys. Ges.*, 1908.
(4) v. Swechdler, *Phys. Zeit.* 1910. — E. Meyer, *Acad. de Berlin*, 1911.
(5) Sagnac, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1911.

secondaires des rayons X contiennent des rayons chargés négativement et par conséquent complètement différents par leur nature des rayons primaires ([1]); les rayons secondaires chargés peuvent être déviés par un champ magnétique, et leur vitesse est de l'ordre $5.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ ([2]).

Les métaux de faible densité ont surtout pour effet de disperser et de renvoyer les rayons X primaires, mais les métaux denses et, en général, les éléments à poids atomique élevé, donnent aussi lieu d'une part à la production de rayons cathodiques, d'autre part à la production de rayons X secondaires plus absorbables que les rayons primaires. Ces rayons X secondaires sont homogènes; leur pouvoir pénétrant ne dépend que de la nature de la substance simple utilisée comme radiateur et constitue une propriété atomique de cette substance; les rayons X homogènes, caractéristiques d'un élément donné, ne peuvent être produits que par des rayons primaires, dont le pouvoir pénétrant est plus élevé que le leur ([3]). Pour les rayons secondaires genre cathodique, le rapport $\frac{e}{m}$ est voisin de $1,7.10^7$ unités électromagnétiques, et la vitesse est comprise entre les fractions 0,19 et 0,25 de celle de la lumière ([4]). Il résulte de là que ces rayons sont entièrement comparables aux rayons cathodiques produits à haut voltage. Leur vitesse croît avec le pouvoir pénétrant des rayons primaires, mais ne semble dépendre ni de l'intensité de ceux-ci, ni de la nature du radiateur ([5]).

La production de rayons secondaires par les rayons très pénétrants (rayons γ) du radium a été observée par H. Becquerel ([6]), qui a décrit plusieurs expériences faites à ce sujet. Dans ces expériences faites par la méthode radiographique, l'effet des rayons γ se trouve renforcé après le passage d'un écran très opaque, constitué, par exemple, par le fond d'une cuve de plomb ayant 1^{cm} d'épaisseur. On peut révéler ainsi en quelques minutes

---

([1]) Curie et Sagnac, *Comptes rendus*, 1900.
([2]) Dorn, *Abh. Halle*, 1900.
([3]) Barkla, *Jahrbuch. d. Rad.*, 1908. — Barkla et Sadler, *Phil. Mag.*, 1908.
([4]) Bistellmeyer, *Annalen d. Phys.*, 1907.
([5]) Innes, *Proc. Roy. Soc.*, 1907.
([6]) Becquerel, *Sur une nouvelle propriété de la matière*, Paris, 1903.

l'action des rayons γ sur une plaque photographique, tandis qu'en utilisant l'effet direct de ces rayons sur la plaque, une pose bien plus longue est nécessaire. Parmi les rayons secondaires produits par les rayons γ, il y en a qui sont eux-mêmes très pénétrants; tels sont en particulier les rayons secondaires émis par le plomb.

Voici les nombres indiqués par M. Eve [1] pour l'intensité relative des rayons secondaires émis par différentes substances sous l'action de l'ensemble des rayons β et γ du radium ou des rayons γ seulement; on a ajouté, à titre de comparaison, l'intensité des rayons secondaires dus aux rayons Röntgen d'après les expériences de M. Townsend :

	Rayons β et γ.	Rayons γ.	Rayons X.
Plomb.....	100	100	100
Cuivre.....	57	61	291
Laiton.....	58	59	263
Zinc.....	57		282
Aluminium.....	30	30	25
Verre.....	31	35	31
Paraffine.....	12	20	125

Ainsi les proportions de radiation secondaire provenant des rayons β et des rayons γ ne sont pas très différentes, mais, en ce qui concerne les rayons X, les substances employées comme radiateurs peuvent se comporter tout autrement, et l'ordre des intensités peut être interverti.

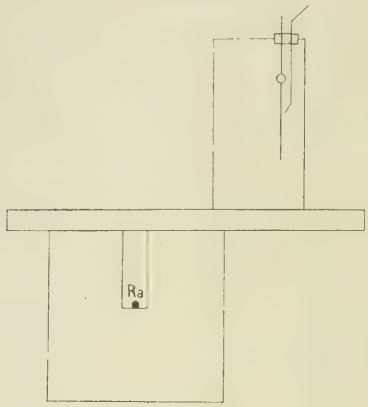
Un faisceau de rayons γ obtenu par filtration des rayons du radium au travers d'un écran en plomb épais contient toujours aussi des rayons chargés négativement. La charge négative ainsi observée était attribuée par M. Paschen aux rayons γ; M. Eve a montré toutefois qu'elle est, selon toute probabilité, entièrement attribuable aux rayons secondaires des rayons γ. Voici comment était disposée l'expérience : le radium se trouvait au fondd'une cuve cylindrique en plomb à parois très épaisses (*fig.* 144), recouverte par une plate-forme en plomb de $1^{cm},2$ d'épaisseur. Un petit électroscope était posé sur la plate-forme de plomb, dans une position latérale par rapport au faisceau des rayons γ,

---

[1] Eve, *Phil. Mag.*, 1904.

ainsi que l'indique la figure. En appliquant un champ magnétique de direction normale au plan du tableau, de manière à dévier les rayons sortants, genre β, vers l'électroscope, on augmentait la vitesse de décharge de celui-ci; pour le sens opposé du champ on la diminuait. Les rayons γ n'étant pas sensibles à l'action du champ magnétique, on doit en conclure qu'aux rayons primaires

Fig. 144.



traversant le plomb sont venus se joindre à la surface de sortie des rayons secondaires, constitués au moins en partie par des électrons négatifs en mouvement rapide, ou rayons β. La vitesse de ces derniers était approximativement évaluée par leur pouvoir pénétrant; elle est de l'ordre de la moitié de la vitesse de la lumière.

M. Eve [1] a fait une série d'expériences avec du radium enfermé dans un bloc de métal épais. Les rayons γ émanant de ce bloc venaient frapper un radiateur; les rayons secondaires étaient reçus dans un électroscope dont la face d'entrée était constituée par deux feuilles d'aluminium très mince superposées. Le pouvoir pénétrant des rayons secondaires pouvait être évalué par l'emploi d'écrans absorbants placés devant l'électroscope. D'après ces expériences l'effet secondaire dû aux rayons γ seuls ne constitue que 7 pour 100 de l'effet secondaire obtenu avec l'ensemble des rayons du radium enfermé dans une ampoule de

---

[1] Eve, *Phil. Mag.*, 1908.

verre mince. Les rayons secondaires, dus aux rayons γ seuls, sont composés, d'après M. Eve, principalement de rayons genre β qui sont complètement absorbés par une épaisseur d'aluminium ou de plomb au-dessous de 2^{mm}; les courbes d'absorption obtenues indiquent la présence d'un rayonnement résiduel pénétrant qui doit être considéré comme de l'espèce γ, parce qu'il n'est pas modifié par l'action d'un champ magnétique intense; le coefficient d'absorption du plomb pour ces rayons serait environ 4, c'est-à-dire sensiblement le même que celui des rayons γ de l'actinium. Ces rayons viennent d'une grande profondeur du radiateur; pour les obtenir avec l'intensité maximum, il faut employer des radiateurs très épais; leur intensité n'est pas en relation avec le poids atomique du radiateur, tandis que l'intensité des rayons secondaires de l'espèce β varie suivant l'ordre des poids atomiques des radiateurs.

Les Tableaux suivants indiquent les proportions relatives des rayons secondaires $\beta + \gamma$ et des rayons secondaires γ pour différentes substances :

Radiateur.	Épaisseur en centimètres.	Rayons secondaires γ des rayons γ.
Livres	11	2,5
Paraffine	4	2,0
»	6,5	2,7
Brique	6	3,0
»	14	3,6
Ardoise	6	3,0
Bois	11	1,7
Ciment	21	3,8
Plomb	5	1,0
Fer	5	3,3

Radiateur.	Rayons secondaires $\beta - \gamma$ des rayons γ.
Plomb	100
Cuivre	51
Laiton	59
Aluminium	30
Verre	35
Paraffine	20

La proportion de rayons γ dans le rayonnement secondaire des rayons γ serait égale à 6 pour 100 pour le plomb, à 25 pour 100 pour le fer et à 28 pour 100 pour la brique.

M. Eve a constaté de plus que les rayons secondaires β produits par l'action des rayons β primaires sont plus lents que ces derniers, mais plus rapides que ceux qui proviennent des rayons γ; cependant les vitesses de tous ces rayons sont du même ordre et sont supérieures à celles des rayons cathodiques secondaires émis sous

l'action des rayons X. Ce résultat est conforme à celui obtenu par d'autres expérimentateurs, mais diffère des conceptions de M. Schmidt et de M. Bragg d'après lesquelles les rayons β secondaires et primaires seraient de même vitesse.

L'étude des rayons secondaires des rayons γ a aussi été faite par M. Kleemann ([1]) qui a trouvé que l'intensité des rayons secondaires genre β est une fonction périodique du poids atomique du radiateur. Quant aux rayons secondaires genre γ, la comparaison de l'absorption par un même écran des rayons émis par des radiateurs de nature différente a conduit à ce résultat que ces rayons forment au moins trois groupes différents. Ainsi les rayons γ secondaires du plomb et du mercure auraient la même intensité relative quel que soit l'écran interposé sur leur passage; la même relation existerait entre les rayons secondaires du zinc, du cuivre, du fer, du soufre et de l'aluminium, tandis que les rayons secondaires du carbone seraient différents de ceux des deux groupes précédents. Les substances d'un groupe déterminé absorbent moins les rayons secondaires émis par les substances du même groupe que les rayons secondaires émis par les substances d'un autre groupe. M. Kleemann a admis que les rayons γ primaires sont composés eux-mêmes de trois groupes différents de pouvoir pénétrant beaucoup plus grand que celui des groupes secondaires. Chaque groupe primaire donnerait naissance à un groupe secondaire plus absorbable que lui-même, et susceptible d'être absorbé relativement par différentes substances de la même manière que le groupe primaire.

141. Comparaison des propriétés des rayons α, β et γ. Pouvoir ionisant des radiations. — Nous avons vu que les rayons α et β sont de nature corpusculaire et se distinguent par le signe de leur charge, tandis que les rayons γ sont probablement un phénomène purement électromagnétique dans l'éther. Les différences entre les rayons α et β proviennent des dimensions relatives des particules et de l'énergie relative; la particule α est un système plus complexe que la particule β; son énergie est, en général,

---

([1]) KLEEMANN, *Phil. Mag.*, 1907 et 1908.

plus grande et son mouvement plus stable jusqu'au moment où, ayant atteint la vitesse critique, elle perd selon toute probabilité sa charge et se trouve arrêtée par les molécules du gaz. Ses dimensions étant très grandes par rapport à celles d'une particule β, son pouvoir de pénétration est bien moindre que celui des particules β de vitesse moyenne dont l'énergie est pourtant très inférieure à celle des particules α.

Le pouvoir ionisant d'une particule α augmente quand sa vitesse diminue et tombe ensuite brusquement à zéro quand la vitesse s'approche de la vitesse critique. Pour les particules β la relation entre le pouvoir ionisant et la vitesse est encore peu connue. D'après M. Townsend la vitesse minimum pour laquelle un électron acquiert le pouvoir ionisant est égal à $3.10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ environ, et l'énergie minimum correspondante est $2,5.10^{-11}$ erg. Le pouvoir ionisant d'un électron augmente ensuite avec sa vitesse et atteint un maximum dont la valeur est telle que 15 ions sont produits par centimètre de parcours dans l'air sous la pression de 1^{mm} de mercure. Mais pour des vitesses plus grandes encore, le pouvoir ionisant est moindre; M. Durack (1) a trouvé en effet qu'un rayon cathodique de vitesse $5.10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ n'ionise qu'une molécule sur 5^{cm} de parcours dans l'air sous la pression de 1^{mm} de mercure. En étudiant les rayons β du radium dont la vitesse est supérieure à $1,5.10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, M. Durack a trouvé qu'il n'y a qu'une molécule d'air ionisée par un rayon β sur 10^{cm} de parcours. On voit donc que le pouvoir ionisant de l'électron en mouvement, après avoir passé par un maximum, décroît ensuite de plus en plus à mesure que la vitesse augmente, la valeur maximum étant inférieure à celle du pouvoir ionisant moyen d'une particule α.

Au voisinage d'une matière radiante l'ionisation par les rayons α domine. L'énergie de ces rayons est utilisée dans une région étroite entourant la matière. Le rapport de l'ionisation due aux rayons pénétrants β et γ à celle due aux rayons α est d'autant plus grand que la couche de matière active est plus épaisse et la chambre d'ionisation plus profonde, à condition toutefois que le courant

---

(1) Durack. *Phil. Mag.*, 1903.

de saturation soit obtenu. L'ionisation due aux rayons γ est, en général, faible par rapport à celle due aux rayons β; c'est ainsi que, dans les expériences de P. Curie, la dixième partie seulement de l'ionisation observée dans l'air à grande distance du radium était attribuable aux rayons γ.

En employant des couches de matière très minces ($0^g,1$ de substance sur une surface de 80^{cm^2}) et en utilisant une épaisseur d'air de $5^{cm},7$ au-dessus de la substance active, M. Rutherford a trouvé pour le rapport de l'ionisation due aux rayons pénétrants à l'ionisation due aux rayons α les valeurs : 0,0074 avec l'oxyde d'uranium, 0,002 avec l'oxyde de thorium et 0,0033 avec le chlorure de baryum radifère; les rayons α étaient absorbés par une épaisseur d'aluminium égale à $0^{mm},09$, et il en résulte que les rayons β très lents devaient être absorbés également.

M. Rutherford [1] a cherché à évaluer le rapport des énergies rayonnées sous forme de rayons β et sous forme de rayons α. Le calcul n'est qu'approximatif et ne tient pas compte de l'énergie des rayons β lents qui sont absorbés par l'écran en même temps que les rayons α; toutefois cette énergie ne peut pas avoir une valeur élevée parce qu'il s'agit de rayons dont la vitesse n'est pas grande. En désignant par δ_1 et δ_2 les ionisations totales obtenues avec les rayons α et les rayons β de l'oxyde d'uranium en couche épaisse, par J_1 et J_2 les ionisations qu'on aurait obtenues par unité d'épaisseur de la couche active si les rayons n'avaient pas été absorbés par la substance radiante, par μ_1 et μ_2 les coefficients d'absorption des rayons α et des rayons β de l'uranium par l'oxyde d'uranium, l'absorption étant supposée conforme à une loi exponentielle, on trouve

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{\delta_1}{\delta_2}\frac{\mu_1}{\mu_2};$$

or, une couche épaisse d'oxyde d'urane utilisée dans un condensateur à plateaux pour lequel la distance des plateaux est égale à $6^{cm},1$ donne une ionisation par rayons α dont le rapport à l'ionisation par rayons β est égale à 12,7. Les rayons α sont entièrement utilisés, mais les rayons β ne le sont pas; il faut donc ramener

---

(1) Rutherford. *Radioactivity*.

l'ionisation due aux rayons β à ce qu'elle aurait été si les rayons β avaient été complètement absorbés par l'air. Le coefficient d'absorption des rayons β de l'uranium par l'air n'a pas été mesuré, mais on peut en déduire une valeur approchée en admettant la proportionnalité du coefficient d'absorption à la densité de la matière absorbante; la valeur relative à l'aluminium étant 14, celle relative à l'air sera 0,0065. L'ionisation par les rayons β au voisinage de la substance active étant mesurée sur une longueur de $6^{cm},1$ on obtiendra l'ionisation totale en divisant la valeur expérimentale par $6,1 \times 0,0065$. On aura donc pour le rapport $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 12,7 \div 6,1 \div 0,0065 = 0,5.$$

On ne connaît pas μ_1 et μ_2, mais si l'on admet que le rapport de ces coefficients est le même que celui des coefficients d'absorption par l'aluminium, on trouve

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{2740}{14}, \qquad \frac{J_1}{J_2} = 0,5\,\frac{2740}{14} = 100 \text{ environ}.$$

Donc le nombre total d'ions qui peuvent être produits par les rayons α est beaucoup plus grand que celui qu'on pourrait obtenir avec les rayons β de la même quantité de matière. Ce résultat est en accord avec celui qu'on peut prévoir si l'on admet que le nombre des particules β rapides n'est pas très différent du nombre des particules α émises dans le même temps, et que l'énergie moyenne d'une particule β est beaucoup plus petite que celle d'une particule α.

142. **Pouvoir pénétrant comparé.** — Voici un Tableau qui indique d'une manière approchée les pouvoirs pénétrants des radiations. On a indiqué, pour les rayons de diverses espèces, la valeur du coefficient d'absorption μ pour une substance déterminée et la valeur de la distance L que les rayons doivent franchir dans l'air pour que leur intensité se trouve réduite de moitié.

	$\gamma \frac{1}{cm}$ pour l'air.	L cm pour l'air.	$\gamma \frac{1}{cm}$ pour l'aluminium.	$\gamma \frac{1}{cm}$ pour le plomb.
Rayons cathodiques, vitesse $2.10^9 \frac{cm}{sec}$.....	2280			
Rayons cathodiques, vitesse $10^{10} \frac{cm}{sec}$.....	3,5	0,2	7150	
Rayons α de l'uranium..		0,43	2750	
Rayons β de l'uranium..		107	15	122
Rayons Röntgen durs...		500		22
Rayons γ du radium....		15000	0,1	0,5

143. Ionisation et absorption. — Le nombre d'ions créé dans le gaz situé au voisinage d'une substance radioactive est évidemment fini, et le plus souvent l'intensité de l'ionisation décroît rapidement quand on s'éloigne de la substance active; de sorte que le nombre δ des ions que peut créer le rayonnement à partir d'une distance x de la source est inférieur au nombre δ_0 des ions qu'il peut produire au total, la différence étant évidemment égale au nombre d'ions produits dans la couche de gaz d'épaisseur x qui entoure la substance. Or, c'est cette différence qui mesure dans la méthode électrique l'intensité absorbée; il est donc évident que celle-ci est proportionnelle, par définition, à l'ionisation de la couche de gaz absorbante. Quand le rayonnement est très pénétrant, il n'est pas possible de mesurer l'ionisation totale, et comme l'ionisation par unité de longueur varie en ce cas avec x conformément à la loi de l'inverse du carré de la distance à une source de petites dimensions, il ne semble pas y avoir d'absorption; il est évident cependant que ce cas ne diffère pas en réalité du précédent, et que l'ionisation totale ne pouvant être infinie, l'ionisation par unité de longueur représente aussi en ce cas l'intensité absorbée.

L'ionisation d'un gaz par des rayons Röntgen est proportionnelle à la pression du gaz, ainsi qu'il résulte des expériences de M. Perrin [1]; à densité constante du gaz elle ne dépend pas de la température, ainsi que le prouvent les expériences de M. Mc

[1] Perrin, *Thèse de doctorat*.

Clung (1) faites entre 20° et 270°, et celles de M. Gallarotti (2) faites entre la température ordinaire et celle de l'air liquide. L'absorption mesurée par l'ionisation varie évidemment de la même manière, c'est-à-dire proportionnellement à la densité du gaz. Les mêmes lois ont pu être observées avec les rayons pénétrants des substances radioactives. Cependant dans certains cas l'ionisation croît moins rapidement que la densité du gaz; il en est ainsi quand l'ionisation est due en partie à des rayons absorbables primaires ou secondaires.

L'absorption peut aussi être définie indépendamment de l'ionisation. Ainsi dans les expériences de M. Lenard sur les rayons cathodiques, on comparait les intensités absorbées en faisant agir les rayons sur un écran fluorescent, et en admettant qu'à un même éclairement correspond une même intensité. Les coefficients d'absorption ainsi déterminés sont aussi pour un même gaz proportionnels à sa densité, et il est probable que l'absorption de l'énergie des rayons par le gaz affecte d'une manière analogue leur pouvoir ionisant et leur pouvoir de produire la phosphorescence.

Quand l'énergie disponible pour l'ionisation est épuisée, un nombre déterminé d'ions a été créé. Si l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule est indépendante de la densité du gaz, l'ionisation totale est indépendante de la pression. Si, de plus, cette énergie était la même pour différentes molécules gazeuses, l'ionisation totale serait indépendante de la nature du gaz.

On constate par l'expérience que l'ionisation par unité de longueur, due à un rayonnement pénétrant, n'est pas la même pour différents gaz à la même concentration moléculaire; on peut donc admettre que l'absorption des rayons par le gaz est inégale. Si, par exemple, l'absorption varie suivant la loi des densités, il en sera de même de l'ionisation par unité de longueur; toutefois l'ionisation totale pourrait conserver une valeur constante.

La conductibilité des gaz sous l'action des rayons α, β et γ du radium a été étudiée par M. Strutt (3). Les expériences ont été faites pour chaque espèce de rayons à une pression suffisamment réduite

---

(1) Mc Clung, *Phil. Mag.*, 1904.
(2) Gallarotti, *Rendiconti*, 1902.
(3) Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, 1903.

pour que l'ionisation dans l'appareil de mesures fût uniforme et proportionnelle à la pression du gaz; les nombres obtenus étaient ensuite ramenés à une pression commune. L'ionisation en l'absence d'écrans était attribuée aux rayons α; l'ionisation au travers d'un écran de plomb de 1^{cm} d'épaisseur était attribuée aux rayons γ; celle relative aux rayons β était obtenue avec l'emploi d'un écran d'aluminium très mince. Les résultats sont contenus dans le Tableau suivant :

Gaz.	Densité relative.	Ionisation relative. Rayons α.	Rayons β.	Rayons γ.	Rayons X.
Air.....	1	1	1	1	1
H^2.....	0,069	0,226	0,157	0,169	0,114
O^2.....	1,11	1,16	1,21	1,17	1,39
CO^2.....	1,53	1,54	1,57	1,53	1,60
CAz.....	1,86	1,94	1,86	1,71	1,05
SO^2.....	2,19	2,04	2,31	2,13	7,97
$CHCl^3$....	4,32	4,44	4,89	4,88	37,9
CH^3I.....	5,05	3,51	5,18	4,80	72,0
CCl^4.....	5,31	5,34	5,83	5,67	45,3

On voit ainsi que l'accord de l'ionisation relative ou de l'absorption relative avec la densité relative a lieu approximativement pour les rayons α, β et γ, mais que des écarts considérables se présentent pour les rayons Röntgen. On a vu que ces écarts deviennent moins importants quand on emploie des rayons X très durs (§ 139).

144. Ionisation totale. — L'ionisation totale ne peut être évaluée facilement que pour les rayons α. M. Rutherford (1) a fait quelques expériences à ce sujet en employant les rayons α de l'uranium; ces rayons étaient totalement absorbés par le gaz. L'ionisation totale s'est montrée sensiblement la même dans les gaz examinés.

M. Laby (2) a fait des expériences analogues avec l'oxyde d'uranium, en apportant un grand soin à ce que le courant de saturation fût obtenu dans chaque cas, cette condition n'étant pas réalisée avec la même facilité pour différents gaz. Ainsi le courant de satu-

(1) Rutherford, *Phil. Mag.*, 1899.
(2) Laby, *Le Radium*, 1907.

ration était obtenu avec un champ de 130 volts dans l'air sous pression atmosphérique, alors qu'il n'était pas encore obtenu pour un champ de 600 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$ dans le gaz sulfureux sous la même pression.

Enfin M. Bragg [1] a effectué une série d'expériences sur l'ionisation produite par les rayons α du radium dans différents gaz. L'appareil de mesures employé était le même que celui qui avait servi pour les mesures de parcours, mais la chambre d'ionisation se trouvait dans une boîte étanche qui pouvait être remplie de gaz et introduite dans un four électrique, les expériences n'ayant pu être faites pour certains gaz à la température ordinaire. M. Bragg a admis que la courbe d'ionisation A pour un gaz quelconque peut être obtenue à partir de la courbe B relative à l'air de même concentration moléculaire; pour cela on multiplie toutes les ordonnées de la courbe B par le rapport $\frac{1}{s}$, s étant le pouvoir d'arrêt du gaz, et toutes les abscisses par le rapport $\frac{i}{i_0}$ des ionisations relatives par unité de longueur, c'est-à-dire par molécule. Si l'on désigne par $\mathfrak{I}$ et $\mathfrak{I}_0$ les ionisations totales obtenues dans le gaz étudié et dans l'air, il est manifeste qu'on aura

$$\frac{\mathfrak{I}}{\mathfrak{I}_0} = \frac{i}{i_0}\frac{1}{s}$$

et, par suite,

$$\frac{i}{i_0} = s\frac{\mathfrak{I}}{\mathfrak{I}_0} = \mathrm{K}s.$$

Si, en particulier, on opère dans un même gaz avec des rayons α de groupes différents, les courbes d'ionisation obtenues doivent être toutes superposables dans la partie finale du parcours et ne différer que par la hauteur totale. Un rayonnement α serait en ce cas entièrement caractérisé par son parcours dans l'air de densité connue et par le nombre des projectiles. La valeur de K pour différents gaz pourrait se déduire, d'après ce qui précède, de la connaissance des abscisses et des ordonnées de deux points qui se correspondent dans les courbes d'ionisation. Le point choisi était le point P dont l'ordonnée représente le parcours du troisième groupe des rayons α du radium par ordre de pénétration croissante.

---

(1) Bragg, *Phil. Mag.*, 1906 et 1907.

En mesurant les ionisations, il est nécessaire de s'assurer que la saturation est obtenue, surtout quand il s'agit de gaz à molécule complexe.

Le principe de cette méthode, n'est pas tout à fait exact, parce que l'analogie admise entre les courbes d'ionisation ne se vérifie pas rigoureusement. Si, en particulier, on compare l'air et l'hydrogène sous des pressions telles que le parcours des rayons α du polonium soit le même, les valeurs de l'ionisation par unité de longueur i, aux points correspondants du parcours, ne sont pas proportionnelles [1], l'accroissement de i le long du parcours étant relativement plus grand dans l'hydrogène, que dans l'air.

Voici un Tableau qui donne les résultats obtenus par les différents expérimentateurs :

Gaz.	Rutherford.	Laby.	Bragg.
	Rayons α de l'uranium.		Rayons α du radium C.
Air	100	100	
Hydrogène	95		
Oxygène	106		109
Gaz carbonique	96	103	108
Acide chlorhydrique	102		
Gaz ammoniac	101	90	
Protoxyde d'azote		99	105
Acétylène		127	126
Pentane		134,5	135
Acétaldéhyde		105	
Éther éthylique		129	131
Bromure de méthyle		102	
Chlorure d'éthyle		118	130
Gaz sulfureux		94	
Sulfure de carbone			137
Chloroforme			129
Tétrachlorure de carbone			131
Iodure d'éthyle			128
Alcool			123
Alcool méthylique			122
Iodure de méthyle			133
Benzène			129
Éthylène			128
Azote			96

[1] TAYLOR, *Phil. Mag.*, 1909.

On peut constater que pour les gaz complexes l'ionisation totale est supérieure à celle qui peut être obtenue dans l'air, et que, par conséquent, l'ionisation n'est pas proportionnelle à l'énergie absorbée. Il n'existe non plus aucune relation simple entre l'ionisation totale et la constitution du gaz. L'ionisation par molécule Ks semble liée, d'après M. Bragg, avec les constantes moléculaires; ainsi son rapport au volume moléculaire conserve une valeur sensiblement constante.

Les ionisations par molécule sont entre elles comme les ionisations totales et comme les pouvoirs d'arrêt. Avec des ionisations totales égales et des pouvoirs d'arrêt proportionnels aux densités relatives des gaz on retrouverait la loi de proportionnalité de l'ionisation par molécule à la densité suivant M. Strutt; les conditions indiquées n'étant pas remplies, cette loi ne peut être vérifiée exactement, et les écarts doivent être surtout importants pour les gaz complexes. Pour l'air, le gaz carbonique et l'hydrogène, les conductibilités sont entre elles, d'après M. Strutt, comme les nombres 1, 1,53 et 0,27, tandis que les pouvoirs absorbants sont entre eux comme 1, 1,43 et 0,27. Donc dans ces trois gaz la production d'un ion demande à peu près la même énergie, tandis qu'il n'en est pas de même dans les autres cas.

Des conclusions analogues ont été formulées par M. Kleemann (1) à la suite d'une étude de l'ionisation de différents gaz par les rayons α, β et γ. Pour les rayons α l'ionisation était comparée dans les portions correspondantes du parcours; le rapport des ionisations par molécule en deux points correspondants du parcours dans deux gaz est égal, d'après M. Bragg, au rapport des ionisations totales, multiplié par le rapport des pouvoirs d'arrêt. L'ionisation par molécule i était considérée comme une propriété additive des atomes qui composent la molécule et pouvait être calculée d'après la formule

$$\frac{i}{s} = \frac{\mathfrak{I}_1 s_1 n_1 + \mathfrak{I}_2 s_2 n_2 + \ldots}{s_1 n_2 + s_2 n_2 + \ldots},$$

s étant le pouvoir d'arrêt de la molécule; s_1, s_2 étant les pouvoirs d'arrêt des atomes constituants; n_1, n_2 étant les nombres de ces atomes dans la molécule; $\mathfrak{I}_1$, $\mathfrak{I}_2$ étant les ionisations totales pour

(1) KLEEMANN, *Le Radium*, 1907.

des gaz composés de molécules ne contenant que des atomes des espèces 1, 2, etc. Les produits tels que $\delta_1 s_1$ représentent les ionisations par atome.

La formule précédente a été vérifiée par l'expérience pour un grand nombre de gaz; certains gaz cependant présentent des écarts qui indiquent que la nature de la liaison chimique peut intervenir dans le phénomène; tels sont l'hydrogène, le gaz sulfureux et le gaz ammoniac.

Les ionisations par moléculé dans le cas des rayons β et γ sont également des propriétés additives des atomes, et leurs valeurs relatives pour un même gaz sont très approximativement les mêmes. Si l'on construit les courbes représentant l'ionisation par atome en fonction du poids atomique, on trouve que les trois courbes relatives aux rayons α, β et γ ont une allure analogue qui indique que l'ionisation par atome est une fonction périodique du poids atomique. On peut donc penser que la probabilité d'ionisation par l'une quelconque des trois espèces de rayons dépend des mêmes conditions.

Voici un Tableau qui résume les résultats précédents :

	Ionisation par molécule.		
Gaz	Rayons α.	Rayons β.	Rayons γ.
Air	1,00	1,00	1,00
O^2	1,15	1,17	1,16
CO^2	1,59	1,60	1,58
CH^4O	1,74	1,69	1,75
$C^4H^{10}O$	4,40	4,39	4,29
C^6H^6	3,30	3,95	3,94
C^5H^{12}	4,85	4,55	4,53
C^2H^4O	2,14	2,12	2,17
Az^2O	1,53	1,55	1,55
C^2Az^2	1,94	1,86	1,71
CH^3I	5,43	5,11	5,37
C^2H^5I	4,00	5,90	6,47
CH^3Cl	4,08	4,94	4,93
C^2H^5Cl	3,12	3,24	3,19
CCl^4	5,28	6,98	6,33
CS^2	2,99	3,65	3,66
CH^3Br	2,75	3,73	3,81
C^2H^5Br		4,41	4,58
SO^2	2,01	2,25	2,27
AzH^3	0,99	0,89	0,90
H^2	0,24	0,165	0,16

	Ionisation par atome.		
	Rayons α.	Rayons β.	Rayons γ.
H	0,175	0,18	0,18
C	0,51	0,46	0,46
Az	0,47	0,475	0,45
O	0,55	0,58	0,58
S	1,24	1,60	1,60
Cl	1,16	1,44	1,44
Br	1,72	2,67	2,81
I	2,26	4,10	4,50

145. **Courant de saturation dans le gaz ionisé par les rayons α, β et γ.** — Au courant de leurs recherches sur l'ionisation totale des gaz, MM. Bragg et Kleemann (¹) ont remarqué qu'il est, en général, beaucoup plus difficile d'obtenir le courant de saturation dans un gaz ionisé par les rayons α que ne permet de le prévoir la théorie d'ionisation des gaz quand on suppose la distribution des ions uniforme, et qu'on adopte pour le coefficient de recombinaison la même valeur que celle qui convient aux ions créés par les rayons X. Ainsi, par exemple, en employant l'oxyde d'uranium dans un condensateur à plateaux distants de $0^{cm},5$, on obtient, pour une différence de potentiel de 8 volts entre les plateaux, 78 pour 100 du courant de saturation obtenu pour 1200 volts, et pour 20 volts le courant n'est encore que 87 pour 100 du courant de saturation, alors que la théorie simple prévoit une perte d'ions par recombinaison de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ seulement.

Tout se passe donc comme si le coefficient de recombinaison des ions se trouvait augmenté. Cet effet, d'après MM. Bragg et Kleemann, est d'autant plus fort que la profondeur de la chambre d'ionisation est plus petite et que l'ionisation est plus faible. Pour interpréter ces résultats, ces deux physiciens ont admis qu'en plus de la recombinaison générale des ions, il se produit dans le gaz une *recombinaison initiale*, c'est-à-dire que deux ions de signes contraires qui viennent de se former à partir d'une molécule neutre se trouvent dans des conditions très favorables à la recombinaison, étant très rapprochés. La recombinaison initiale ne semblait se produire que dans le cas de l'ionisation par les rayons α et n'avait

(¹) Bragg et Kleemann, *Phil. Mag.*, 1906.

pas lieu quand l'ionisation était due aux rayons X primaires ou secondaires ou aux rayons β et γ, d'où l'on concluait que les ions produits par les particules α ont une vitesse d'émission plus petite que ceux produits par les autres rayons.

L'effet de recombinaison initiale, d'après MM. Bragg et Kleemann, serait indépendant de la profondeur de la chambre, proportionnel au nombre d'ions créés et dépendrait de la pression et de la nature du gaz ionisé; il serait particulièrement caractérisé dans les gaz complexes tels que le chlorure d'éthyle, le tétrachlorure de carbone, etc.

On peut remarquer que les calculs qui servent pour prévoir le nombre des ions recombinés ne peuvent en réalité s'appliquer au cas d'une ionisation aussi peu uniforme que celle qui se produit au voisinage d'une substance radioactive émettant des rayons α. On peut donc chercher à rendre compte des phénomènes observés sans invoquer l'hypothèse de la recombinaison initiale. Un simple effet de diffusion des ions vers la substance active ne paraît pas suffisant pour l'explication des faits observés, parce que l'importance de la recombinaison initiale est indépendante de la profondeur de la chambre d'ionisation. M. Langevin a proposé l'interprétation suivante : une particule α produit sur son parcours un grand nombre d'ions qui ne sont pas répartis uniformément dans le gaz, mais qui, au moins au début, se trouvent distribués en colonnes le long des trajectoires des particules α; la recombinaison ordinaire qui a lieu entre les ions d'une même colonne doit dépasser de beaucoup celle qu'on obtiendrait pour un même nombre d'ions répartis uniformément, et il doit en résulter une difficulté de saturation. On prévoit, dans cette hypothèse, que la saturation sera plus facile à obtenir quand les directions du champ électrique et des trajectoires des particules α sont à angle droit que quand ces directions sont parallèles, parce que dans le premier cas la distribution en colonnes tend à disparaître, et dans le second cas elle tend à être conservée. Des expériences faites par M. Moulin [1] ont prouvé qu'il en est bien effectivement ainsi. L'expérience était faite avec des rayons α du polonium rendus parallèles au moyen d'un diaphragme; ces rayons étaient envoyés dans une chambre

---

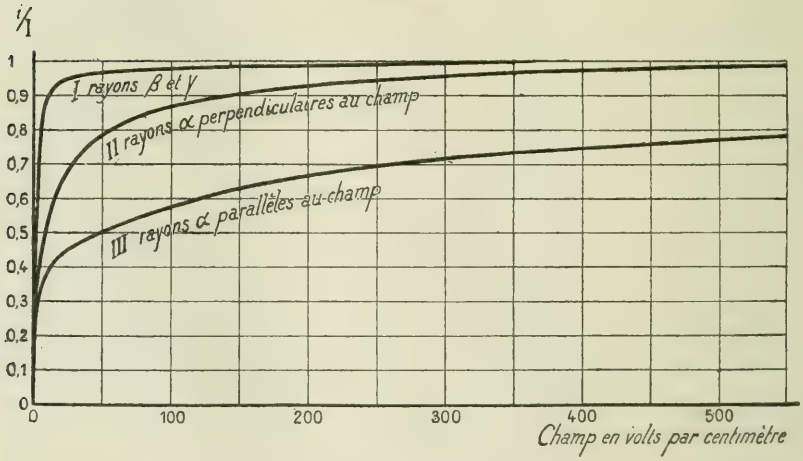
[1] Moulin, *Le Radium*, 1908.

d'ionisation à plateaux parallèles, distants de 3^{mm}, soit parallèlement aux plateaux, soit normalement; dans ce dernier cas le plateau inférieur était formé par une toile métallique qui laissait passer les rayons. En utilisant les rayons normaux aux plateaux, on a trouvé que, conformément aux résultats de MM. Bragg et Kleemann, la recombinaison est plus importante quand on utilise la fin du parcours de la particule α que quand on utilise une portion de ce parcours où le pouvoir ionisant est moindre, mais on a trouvé de plus que la recombinaison conserve la même importance relative quand on réduit le nombre des particules α utilisées en interposant, par exemple, une toile métallique entre la source et la chambre; par conséquent, l'effet de recombinaison ne dépend pas du nombre d'ions créés en tout, mais bien de la densité linéaire des ions dans les colonnes, le nombre des colonnes n'ayant pas d'importance. Dans les expériences de M. Moulin la saturation dans l'air à la pression atmosphérique était obtenue pour un champ de 1300 à 1500 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$. Quand la pression est réduite, la saturation est beaucoup plus facile à obtenir; ainsi pour une pression de 10^{cm} de mercure, la saturation était obtenue pour un champ de 12 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$. Quand les rayons utilisés étaient parallèles aux plateaux, la saturation à la pression atmosphérique était obtenue pour une valeur du champ de 200 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$, c'est-à-dire bien plus facilement que dans le cas de rayons parallèles à la direction du champ. On a constaté aussi que, pour des rayons parallèles au champ électrique, la proportion du nombre des ions recombinés au nombre des ions produits est sensiblement proportionnelle au pouvoir ionisant de la particule α sur la portion utilisée de son trajet, ce pouvoir ionisant étant déduit de la courbe d'ionisation. Le rapport de ces deux grandeurs a été désigné par r dans le Tableau qui suit.

Distance du polonium à la chambre d'ionisation.	Courant — Pour 1200 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$.	Courant — Pour 25 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$.	Manque de saturation pour 100.	r.
cm				
0,7	489	395	19,2	3,95
1,0	518	408	21,2	4,1
1,3	558	425	23,8	4,25
1,6	592	442	25,3	4,25
1,9	635	469	26,1	4,1
2,2	692	494	28,6	4,15
2,4	737	520	29,4	4
2,6	787	552	29,9	3,8
2,8	863	571	33,8	3,9
3,0	903	592	34,4	3,8

Les courbes de la figure 145 représentent en fonction du champ le rapport du courant observé i au courant de saturation $\mathfrak{I}$, avec l'emploi de rayons pénétrants (courbe I), de rayons α perpendiculaires au champ (courbe II) et de rayons α parallèles au champ

Fig. 145.



(courbe III). Ces courbes ont été obtenues dans le gaz carbonique à la pression de 75^{cm} de mercure et à la température de 16°. Le courant de saturation était le même dans tous les cas; il était obtenu pour un champ de 200 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$ dans l'expérience I, pour un champ

de 500 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$ dans l'expérience II, et pour un champ de 1500 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$ seulement dans l'expérience III.

146. **Rayons δ ou électrons de faible vitesse.** — Nous avons vu plus haut qu'en dehors des rayons capables d'ioniser les gaz, les substances radioactives émettent des charges négatives portées par des électrons dont la vitesse relativement faible est insuffisante pour la production de l'effet ionisant. L'émission de ces électrons lents a été constatée par M. J.-J. Thomson (1) pour le polonium, le radium et l'uranium, et par Miss Slater (2) pour les émanations du radium et du thorium. Ces corpuscules étant arrêtés par une chute de potentiel de l'ordre de quelques volts, ont des vitesses de l'ordre de $10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. Ils sont émis en très grande quantité, ainsi qu'il résulte des expériences de M. Duane sur le dépôt actif du radium.

147. **Action de la température sur le rayonnement des corps radioactifs.** — L'émission de rayons par les corps radioactifs s'est montrée indépendante de la température dans les limites des observations faites jusqu'à présent à ce sujet.

Les premières expériences relatives à cette question ont été faites par H. Becquerel avec les rayons de l'uranium entre la température ordinaire et la température de 70° (§ 35). Dans ces expériences le rayonnement α de l'uranium était intégralement utilisé dans la chambre d'ionisation.

L'émission du rayonnement subsiste aux températures les plus basses que nous puissions réaliser; la première observation à ce sujet est due à P. Curie qui a placé dans l'air liquide un tube de verre contenant du chlorure de baryum radifère (3). La luminosité du produit radiant persiste dans ces conditions. Au moment où l'on retire le tube de l'enceinte froide, il paraît même plus lumineux qu'à la température ambiante. A la température de l'air liquide, le radium continue à exciter la fluorescence du

(1) Thomson, *Conduction of electricity through gases*. Cambridge.
(2) Miss Slater, *Phil. Mag.*, 1905.
(3) Curie, *Soc. de Phys.*, mars 1900.

sulfate d'uranyle et de potassium. P. Curie a vérifié par des mesures électriques que le rayonnement, mesuré à une certaine distance de la source radiante, possède la même intensité quand le radium est à la température ambiante, ou quand il est dans une enceinte à la température de l'air liquide. Dans ces expériences, le radium était placé au fond d'un tube fermé à un bout. Les rayons sortaient du tube par le bout ouvert, traversaient un certain espace d'air et étaient recueillis dans un condensateur. On mesurait l'action des rayons sur l'air du condensateur, soit en laissant le tube dans l'air, soit en l'entourant d'air liquide jusqu'à une certaine hauteur. Le résultat obtenu était le même dans les deux cas. Des expériences analogues ont été faites par Becquerel avec les rayons pénétrants de l'uranium ([1]).

M. Dewar, en observant la décharge d'un électroscope par les rayons pénétrants du radium, a constaté que la vitesse de décharge était la même quand le radium était à la température de 15°, quand il était à la température de l'air liquide (— 185°), et quand il était à la température de l'hydrogène liquide (— 255°).

Des observations du même genre ne peuvent être faites facilement pour les rayons absorbables parce que l'absorption de ces derniers par les gaz varie beaucoup avec la densité du gaz et, par suite, avec sa température; il est toutefois probable que l'émission de tels rayons se comporte à des températures variables comme l'émission de rayons pénétrants.

Quand on porte le radium à une température élevée, sa radioactivité subsiste. Le chlorure de baryum radifère qui vient d'être fondu (vers 800°) est radioactif et lumineux. Toutefois, une chauffe prolongée à une température élevée a pour effet d'abaisser temporairement la radioactivité du produit. La baisse est très importante, elle peut constituer 75 pour 100 du rayonnement total; la baisse proportionnelle est moins grande sur les rayons absorbables que sur les rayons pénétrants qui sont sensiblement supprimés par la chauffe. Mais avec le temps, le rayonnement du produit reprend l'intensité et la composition qu'il avait avant la chauffe; ce résultat est atteint au bout d'un mois environ à partir de la chauffe.

Ainsi l'émission de radiations par les corps radioactifs se présente

---

([1]) Becquerel, *Comptes rendus*, 1901.

avec les caractères d'un phénomène totalement indépendant de la température. Ce fait s'explique bien pour une propriété atomique de la matière, les propriétés des atomes n'étant pas affectées par les variations de la température dans les limites dont nous disposons.

CHAPITRE X.

DIVERS PHÉNOMÈNES OBSERVÉS EN PRÉSENCE DES CORPS RADIOACTIFS.

Ce Chapitre comprend la description de divers effets qui peuvent être observés en présence de substances radioactives. Plusieurs de ces effets peuvent être considérés comme provoqués directement ou indirectement par les rayons α, β, et γ émis par les substances; certains d'entre eux ne seront pas décrits en détail, leur étude ayant déjà été faite dans les Chapitres précédents.

148. Effets lumineux. Excitation de substances phosphorescentes. — Les rayons émis par les nouvelles substances radioactives provoquent la fluorescence de certains corps. P. Curie et moi [1], nous avons tout d'abord découvert ce phénomène en faisant agir le polonium au travers d'une feuille d'aluminium sur une couche de platinocyanure de baryum. La même expérience réussit encore plus facilement avec du baryum radifère suffisamment actif. Quand la substance est fortement radioactive, la fluorescence produite est très belle.

Peu de temps après nous avons remarqué que les sels de baryum radifères sont spontanément lumineux [2].

L'excitation de la phosphorescence par les rayons du radium a été étudiée par H. Becquerel [3] qui a examiné l'effet produit sur les sels d'urane, le diamant, la blende, les sulfures de calcium et strontium, le rubis, etc. On constate que la sensibilité des substances phosphorescentes à l'action de la lumière, des rayons X et des

(1) Curie, *Comptes rendus*, décembre 1898.
(2) Curie, *Soc. de Phys.*, mars 1899.
(3) Becquerel, *Comptes rendus*, 1899.

rayons du radium ne conserve pas la même valeur relative. C'est ainsi que le rubis, qui est sensible à la lumière ultraviolette, n'est pas sensible aux rayons du radium, et que le diamant, qui est sensible aux rayons du radium, n'est pas sensible aux rayons X; avec ces derniers le sulfate double d'uranyle et de potassium est plus sensible que la blende hexagonale, tandis que l'inverse a lieu pour les rayons du radium. La phosphorescence obtenue est fortement réduite par l'interposition d'une feuille de papier noir entre la source et la substance phosphorescente, ce qui prouve qu'une grande partie de l'effet est due aux rayons α.

M. Bary a montré que les sels des métaux alcalins et alcalino-terreux, qui sont tous fluorescents sous l'action des rayons lumineux et des rayons Röntgen, sont également fluorescents sous l'action des rayons du radium ([1]). On peut également observer la fluorescence du papier, du coton, du verre, etc., au voisinage du radium. Parmi les différentes espèces de verre, le verre de Thuringe est particulièrement lumineux. Les métaux ne semblent pas devenir lumineux.

Le platinocyanure de baryum convient le mieux quand on veut étudier le rayonnement des corps radioactifs par la méthode fluoroscopique. On peut suivre l'effet des rayons du radium à des distances supérieures à 2^{m}. Le sulfure de zinc phosphorescent est rendu extrêmement lumineux, mais ce corps a l'inconvénient de conserver sa luminosité pendant quelque temps, après que l'action des rayons a été supprimée.

On peut observer la fluorescence produite par le radium quand l'écran fluorescent est séparé du radium par des écrans absorbants. Nous avons pu observer l'éclairement d'un écran au platinocyanure de baryum à travers le corps humain. Cependant, l'action est incomparablement plus intense, quand l'écran est placé tout contre le radium et qu'il n'en est séparé par aucun écran solide. Tous les groupes de rayons sont capables de produire la fluorescence.

Pour observer l'action du polonium il est nécessaire de mettre la substance très près de l'écran fluorescent, sans interposition d'écran solide, ou tout au moins avec interposition d'un écran très mince seulement.

([1]) Bary, *Comptes rendus*, 1900.

On observe de très beaux effets lumineux avec des cristaux de platinocyanure de baryum, de lithium, de sodium, de calcium. Le sel de lithium émet une fluorescence rouge, les sels de baryum et de calcium une fluorescence verte, le sel de sodium une fluorescence jaune. La willemite (silicate de zinc) donne une belle fluorescence verte, la kunzite (variété de spodumène découverte par M. Kunz) donne une fluorescence rouge avec les rayons du radium et jaune avec les rayons cathodiques. La spartéite (calcite contenant un peu de manganèse) donne une fluorescence orangée avec les rayons β et γ. On peut réaliser une belle expérience en introduisant dans un récipient en verre des fragments de ces divers cristaux, et en y introduisant ensuite une grande quantité d'émanation du radium.

La sensibilité des différentes substances aux rayons α, β et γ n'est pas la même. Ainsi le platinocyanure de baryum et la willemite offrent la plus grande sensibilité pour les rayons β et γ, tandis que le sulfure de zinc est particulièrement sensible aux rayons α.

L'emploi du sulfure de zinc pour mettre en évidence l'action de l'émanation du radium a été décrit par P. Curie et M. Debierne. M. Giesel s'est servi du même procédé pour l'étude de l'émanation de l'actinium. La production de scintillations sur un écran de sulfure de zinc soumis à l'action des rayons α a été décrite dans le Chapitre précédent, et l'on a vu l'usage qui peut être fait de cette propriété pour l'étude de ces rayons.

Le diamant qui est rendu lumineux par l'action des rayons du radium est très sensible aux rayons α et donne une belle luminosité avec le polonium. La fluorescence observée sur le diamant permet de distinguer cette pierre précieuse de ses imitations, dont la luminosité est faible.

La description d'un grand nombre d'effets de phosphorescence a été faite par MM. Kunz et Baskerville [1].

La luminosité des substances fluorescentes exposées à l'action des substances radioactives baisse avec le temps. En même temps la substance fluorescente subit une transformation. En voici quelques exemples :

Les rayons du radium transforment le platinocyanure de baryum en une variété brune moins lumineuse (action analogue à celle pro-

---

[1] Kunz et Baskerville, *Science*, 1903.

duite par les rayons Röntgen et décrite par M. Villard). Ils altèrent également le sulfate d'uranyle et de potassium en le faisant jaunir. Le platinocyanure de baryum transformé est régénéré partiellement par l'action de la lumière. Plaçons le radium au-dessous d'une couche de platinocyanure de baryum étalée sur du papier, le platinocyanure devient lumineux; si l'on maintient le système dans l'obscurité, le platinocyanure s'altère, et sa luminosité baisse considérablement. Mais exposons le tout à la lumière; le platinocyanure est partiellement régénéré, et si l'on rétablit l'obscurité, la luminosité reparaît assez forte. On a donc, au moyen d'un corps fluorescent et d'un corps radioactif, réalisé un système qui fonctionne comme un corps phosphorescent à longue durée de phosphorescence.

Le verre, qui est rendu fluorescent par l'action du radium, se colore en brun ou en violet. En même temps, il devient moins fluorescent. Si l'on chauffe ce verre ainsi altéré, il se décolore et, en même temps que la décoloration se produit, le verre émet de la lumière. Après cela le verre a repris la propriété d'être fluorescent au même degré qu'avant la transformation.

Le sulfure de zinc qui a été exposé à l'action du radium pendant un temps suffisant s'épuise peu à peu et perd la faculté d'être phosphorescent, soit sous l'action du radium, soit sous celle de la lumière. Quand un récipient en verre contenant du sulfure de zinc a servi à une expérience de cours avec l'émanation du radium, et qu'on désire conserver l'appareil en bon état, il faut avoir soin d'en chasser l'émanation aussitôt après l'usage.

M. Crookes [1] a observé de même l'altération du diamant exposé aux rayons du radium. Après 78 jours d'exposition un diamant dont la teinte d'origine était jaune pâle, avait pris une teinte foncée; chauffé ensuite à 50° pendant 10 jours avec du chlorate de potassium, ce diamant perdit la teinte sombre superficielle et apparut transparent avec une teinte vert bleu. Dans cette expérience le diamant se trouvait à l'intérieur du tube contenant le radium, et tous les rayons étaient utilisés; la teinte sombre superficielle pouvait provenir de l'action des rayons absorbables, tandis que la coloration dans tout le volume était due aux rayons pénétrants.

---

[1] Crookes. *Proc. Roy. Soc.*, 1904.

La sensibilité des substances phosphorescentes à l'action des rayons peut dépendre de la température. Ainsi le sulfure de zinc est moins sensible à la température de l'air liquide qu'à la température ordinaire.

Au point de vue de la numération des particules α, il est important de se rendre compte, de quelle manière, la production des scintillations est influencée quand l'écran phosphorescent reste soumis à l'action d'une source intense de rayons α. M. Marsden ([1]) a montré que, dans ces conditions, la diminution de la luminosité doit être attribuée principalement à une baisse progressive de l'éclat de chaque scintillation, tandis que le nombre des scintillations n'éprouve qu'une légère diminution qui pourrait n'être qu'apparente, l'observation étant rendue difficile quand l'éclat des scintillations est faible. On peut suivre par une méthode photométrique la diminution de la luminosité totale de l'écran, sous l'influence d'une source radiante constante ou variable. La vitesse de diminution dépend de la substance phosphorescente utilisée, elle est bien moins grande pour le sulfure de zinc que pour le platinocyanure de baryum.

Pour interpréter les résultats obtenus, M. Rutherford ([2]) a supposé que l'émission de lumière est due à la dissociation d'agrégats moléculaires, répartis uniformément dans la substance phosphorescente. Chaque *centre actif*, rencontré par une particule α, cesse d'être efficace. Une scintillation résulte de la dissociation d'un grand nombre de centres actifs, rencontrés par la même particule, et l'éclat de la scintillation est d'autant plus grand que le nombre des centres inaltérés est plus grand. Il est possible d'établir ainsi une théorie susceptible de rendre compte des faits observés.

En utilisant l'action photographique de la luminosité du sulfure de zinc sous l'action des rayons α, on peut obtenir une bonne mesure du parcours de ces derniers ([3]). Pour cela, il suffit de disposer, au-dessus de la surface active plane, un écran phosphorescent transparent, convenablement incliné; une plaque sensible est appliquée sur l'écran. La lumière émise par le sul-

---

([1]) Marsden, *Proc. roy. Soc.*, 1910.
([2]) Rutherford, *Proc. roy. Soc.*, 1910.
([3]) Szilard, *Le Radium*, 1909.

fure de zinc impressionne la plaque au travers de l'écran; l'impression est assez nettement limitée et permet d'apprécier la valeur du parcours.

149. Luminosité propre des sels de radium. — Tous les composés de baryum radifère *sont spontanément lumineux* [1]. Les sels haloïdes, anhydres et secs, émettent une lumière particulièrement intense. Cette luminosité ne peut être vue à la grande lumière du jour, mais on la voit facilement dans la demi-obscurité ou dans une pièce éclairée à la lumière du gaz. La lumière émise peut être assez forte, pour qu'on puisse lire en s'éclairant avec un peu de produit dans l'obscurité. La lumière émise émane de toute la masse du produit, tandis que, pour un corps phosphorescent ordinaire, la lumière émane surtout de la partie de la surface qui a été éclairée. A l'air humide les produits radifères perdent en grande partie leur luminosité, mais ils la reprennent par dessèchement (Giesel). La luminosité semble se conserver. Au bout de plusieurs années aucune modification sensible ne semble s'être produite dans la luminosité de produits faiblement actifs, gardés en tubes scellés à l'obscurité. Avec du chlorure de baryum radifère, très actif et très lumineux, la lumière change de teinte au bout de quelques mois; elle devient plus violacée et s'affaiblit beaucoup; en même temps le produit subit certaines transformations; en redissolvant le sel dans l'eau et en le séchant à nouveau, on obtient la luminosité primitive.

Les solutions de sels de baryum radifères, qui contiennent une forte proportion de radium, sont également lumineuses; on peut observer ce fait en plaçant la solution dans une capsule de platine qui, n'étant pas lumineuse elle-même, permet d'apercevoir la luminosité faible de la solution.

Quand une solution de sel de baryum radifère contient des cristaux qui s'y sont déposés, ces cristaux sont lumineux au sein de la solution, et ils le sont bien plus que la solution elle-même, de sorte que, dans ces conditions, ils semblent seuls lumineux.

M. Giesel a préparé du platinocyanure de baryum radifère. Quand ce sel vient de cristalliser, il a l'aspect du platinocyanure

---

(1) Curie. *Société de Physique*, 3 mars 1899. — Giesel. *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 91.

de baryum ordinaire, et il est très lumineux. Mais peu à peu le sel se colore spontanément et prend une teinte brune, en même temps que les cristaux deviennent dichroïques. A cet état, le sel est bien moins lumineux, quoique sa radioactivité ait augmenté [1]. Le platinocyanure de radium, préparé par M. Giesel, s'altère encore bien plus rapidement.

Les composés de radium constituent le premier exemple de substances spontanément lumineuses.

Les conditions de la production de lumière par les composés de radium ne sont pas encore bien connues. Il est probable qu'un corps radioactif tel que le radium peut fonctionner à la fois comme source de rayons et comme substance dont les sels sont phosphorescents ainsi que tous les sels alcalino-terreux. Le degré de phosphorescence pourrait cependant être influencé par le mode de préparation et par la présence d'impuretés, ainsi que cela a lieu, en général, pour les phénomènes de phosphorescence.

M. Debierne a constaté que les sels d'actinium sont également spontanément lumineux. L'actinium appartient selon toute vraisemblance au groupe des terres rares qui ont la faculté de devenir phosphorescentes par l'action des radiations.

La figure 1 (*Pl. VII*) représente deux épreuves, dont l'une est la photographie ordinaire d'une ampoule contenant un sel de radium, tandis que l'autre a été obtenue dans l'obscurité par l'action de la lumière propre du sel de radium.

150. Spectre de la lumière émise par les composés de radium et d'actinium. — La lumière émise par un sel de baryum radifère peut être photographiée; on peut aussi l'examiner au spectrocope. M. et Mme Huggins [2] ont obtenu une photographie du spectre de cette lumière au moyen d'un spectrographe en quartz, avec trois jours d'exposition. Ce spectre présentait des bandes qui ont pu être identifiées avec celles de l'azote. Des expériences analogues ont été faites par d'autres savants dans l'air, dans d'autres gaz ou dans le vide. On observe, en général, un spectre continu dû à la phosphorescence du sel et, dans certains cas, un effet dû au

---

(1) Giesel, *Wied. Ann.*, t. LXIV

(2) Huggins, *Proc. Roy. Soc.*, 1903.

gaz. D'après M. Crookes et M. Dewar, le spectre de bandes de l'azote n'est pas obtenu quand le sel de radium se trouve dans un vide parfait. Il en résulte que ce spectre est dû à l'action des rayons du radium sur l'azote occlus dans le sel ou se trouvant dans son voisinage immédiat. Ce mode de production d'un spectre en dehors de l'action de la décharge électrique est fort remarquable. MM. Himstedt et Meyer (1) ont pu constater que la production du spectre de bandes de l'azote a lieu à une distance de 5^{mm} des cristaux de bromure de radium; le spectre de l'hélium peut aussi être obtenu, mais on n'observe aucun effet avec l'hydrogène, le gaz carbonique et l'oxyde de carbone; l'action sur l'azote est observée en présence de l'émanation du radium et du polonium. L'excitation du spectre de bandes de l'azote semble donc due aux rayons α, et l'on a constaté qu'elle ne se produit pas au travers du verre. MM. Stark et Giesel (2) ont observé la production du spectre de bandes de l'azote et du spectre de raies de l'hélium dans la zone lumineuse qui s'étend à $3^{cm},8$ environ d'une lame de polonium très active placée dans ces gaz.

La lumière émise par les sels d'actinium a été examinée par M. Giesel (3); elle se compose de raies brillantes qui ont été attribuées au didyme contenu dans le sel examiné.

151. **Production de thermoluminescence.** — Certains corps, tels que la fluorine, deviennent lumineux quand on les chauffe; ils sont thermoluminescents; leur luminosité s'épuise au bout de quelque temps; mais la faculté de devenir de nouveau lumineux par la chaleur est restituée à ces corps par l'action d'une étincelle, par l'action des rayons cathodiques et aussi par l'action du radium. Le radium peut donc régénérer dans ces corps leurs propriétés thermoluminescentes (4). Lors de la chauffe, la fluorine éprouve une transformation qui est accompagnée d'une émission de lumière. Quand la fluorine est ensuite soumise à l'action du radium, une

(1) Himstedt et Meyer, *Phys. Zeit.*, 1906.
(2) Stark et Giesel, *Phys. Zeit.*, 1907.
(3) Giesel, *Ber. d. deutsch. chem. Ges.*, 1904 et 1905.
(4) Becquerel, *Rapports au Congrès de Physique*, 1900.

transformation se refait en sens inverse, et elle est encore accompagnée d'une émission de lumière.

Un phénomène absolument analogue se produit pour le verre exposé aux rayons du radium. Là aussi une transformation se produit dans le verre pendant qu'il est lumineux sous l'action des rayons du radium; cette transformation est mise en évidence par la coloration qui apparaît et augmente progressivement. Quand on chauffe ensuite le verre ainsi modifié, la transformation inverse se produit, la coloration disparaît, et ce phénomène est accompagné de production de lumière. Il paraît fort probable qu'il y a là une modification de nature chimique, et que la production de lumière est liée à cette modification. Ce phénomène pourrait être général; il pourrait se faire que la production de fluorescence par l'action du radium et la luminosité des substances radifères fussent nécessairement liées à un phénomène de transformation chimique ou physique de la substance qui émet la lumière.

La thermoluminescence est facilement observée avec la fluorine, le marbre, l'apatite. Pour la mettre en évidence il suffit de projeter des fragments de la substance sur une plaque de métal chauffée au moyen d'un bec de gaz à une température voisine de 500°. Après une exposition aux radiations actives la substance semble conserver indéfiniment la faculté d'émettre une quantité de lumière déterminée lors de la chauffe.

La transformation dont dépend la thermoluminescence peut être produite par les rayons pénétrants du radium enfermé dans une ampoule scellée. Il est bien probable que la thermoluminescence naturelle de certaines substances est due à l'action des radiations auxquelles ces substances ont pu être soumises pendant de longues époques.

152. **Effet radiographique.** — L'action radiographique des substances fortement radioactives est très intense. Toutefois la manière d'opérer doit être très différente avec le polonium et le radium. Le polonium n'agit qu'à très petite distance, et son action est considérablement affaiblie par des écrans solides; il est facile de la supprimer pratiquement au moyen d'un écran très mince. Le radium agit à des distances considérablement plus grandes; l'action radiographique des rayons du radium s'observe à plus

de 2^m de distance dans l'air, et cela même quand le produit radiant est enfermé dans une ampoule de verre; les rayons qui agissent dans ces conditions appartiennent aux groupes β et γ. Grâce aux différences qui existent entre la transparence de diverses matières pour les rayons, on peut, comme avec les rayons Röntgen, obtenir des radiographies de divers objets. Les métaux sont, en général, opaques, sauf l'aluminium, qui est très transparent. Il n'existe pas de différence de transparence notable entre les chairs et les os. On peut opérer à grande distance et avec des sources de très petites dimensions; on a alors des radiographies très fines. Il est très avantageux pour la beauté des radiographies de renvoyer les rayons β de côté, au moyen d'un champ magnétique, et de n'utiliser que les rayons γ. Les rayons β, en traversant l'objet à radiographier, éprouvent, en effet, une certaine diffusion et occasionnent un certain flou; en les supprimant, on est obligé d'employer des temps de pose plus grands, mais les résultats sont meilleurs. La radiographie d'un objet, tel qu'un porte-monnaie, demande un jour avec une source radiante constituée par quelques centigrammes de sel de radium, enfermés dans une ampoule de verre et placés à 1^m de la plaque sensible, devant laquelle se trouve l'objet. Si la source est à 20^{cm} de distance de la plaque, le même résultat est obtenu en une heure. Au voisinage immédiat de la source radiante, une plaque sensible est instantanément impressionnée.

La figure 2 (*Pl. VII*) représente la radiographie d'une médaille en aluminium, obtenue par Becquerel au moyen des rayons de l'uranium. Une radiographie obtenue avec les rayons du radium est représentée dans la figure 3 (*Pl. VII*).

Tous les groupes de rayons qui ont pu être observés par la méthode d'ionisation semblent susceptibles de produire des impressions radiographiques. Cependant il n'a pas encore été possible d'obtenir l'effet radiographique des rayons α de l'uranium, même après 45 jours de pose (Becquerel), alors que l'impression a été obtenue avec les rayons α de l'oxyde de thorium, dont l'intensité est comparable à celle du rayonnement α de l'oxyde d'uranium; ce fait est bien particulier si l'on admet, ainsi que cela est probable, que toutes les particules α sont de même nature.

L'effet radiographique des particules α du radium C a été

étudié par M. Kinoshita [1]. L'intensité de l'impression était mesurée par une méthode photométrique. Cette intensité ne dépend que du nombre total des particules α reçues sur l'unité de surface. L'effet minimum qui ait pu être observé était produit par 10^5 particules α reçues par centimètre carré. Quand le nombre des particules reçues augmentait, l'intensité de l'impression augmentait aussi et tendait vers une valeur limite qui était atteinte pour $4 . 10^8$ particules par centimètre carré. On a constaté aussi qu'un grain de sel d'argent est influencé par le choc d'une seule particule α; pour cela, on examinait au microscope la plaque développée, et le nombre des grains d'argent était comparé au nombre des particules α reçues. L'action radiographique des rayons α sur une couche sensible très mince (épaisseur d'air équivalente, environ 2^{cm}) s'est montrée constante le long du parcours des rayons, et c'est seulement vers la fin de celui-ci, que se produisait une diminution rapide. Ce fait s'expliquerait en admettant que l'effet final ne dépend que du nombre des grains qui ont été rencontrés par une ou plusieurs particules

153. Effets de charge des rayons. Action sur la décharge électrique. Applications de l'effet ionisant dans les gaz. — Nous avons vu qu'à l'intérieur d'une ampoule de verre mince contenant du radium il y a accumulation de charge électrique, les rayons β pouvant s'échapper de l'ampoule, tandis que les rayons α sont absorbés dans le verre (§ 107). L'accumulation de charge peut amener la décharge disruptive au travers du verre. Des effets analogues sont observés dans d'autres circonstances. Du polonium très actif ayant été conservé dans une coupelle de quartz, celle-ci s'est trouvée fendillée en un grand nombre d'endroits [2]. Dans un petit tube de verre épais, contenant de l'émanation de radium pure à la pression atmosphérique, on observait la production fréquente d'étincelles dans le verre et de décharges lumineuses dans le gaz; de nombreuses fentes se sont produites dans le tube [3].

---

(1) Kinoshita, *Proc. roy. Soc.*, 1910.
(2) M. Curie et A. Debierne, *Comptes rendus*, 1910.
(3) Debierne, *Comptes rendus*, 1909.

MM. Elster et Geitel [1] ont observé que, sous l'influence des rayons du radium, la distance explosive entre deux conducteurs métalliques pour une différence de potentiel donnée se trouve augmentée; autrement dit, le passage de la décharge disruptive est facilité par l'action des rayons. P. Curie [2] a montré que ce phénomène est dû, au moins pour une large part, à l'action des rayons les plus pénétrants. Si, en effet, on entoure le radium d'une enveloppe de plomb de 2^{cm}, l'action du radium sur l'étincelle n'est pas considérablement affaiblie, alors que le rayonnement qui traverse n'est qu'une très faible fraction du rayonnement total. On peut observer facilement l'effet signalé en employant une bobine d'induction. Les pôles du circuit induit sont reliés par des fils métalliques à deux micromètres à étincelle, éloignés l'un de l'autre, et offrant deux chemins distincts, à peu près équivalents, pour le passage de l'étincelle. On règle les micromètres de telle sorte que les étincelles passent à peu près également entre les boules de chacun des micromètres. Quand on approche le radium de l'un des deux micromètres, les étincelles cessent de passer à travers l'autre.

Le phénomène dont il s'agit a encore été peu étudié, et dans certaines conditions on a même signalé la production de l'effet inverse [3].

La décharge disruptive sans électrodes dans un gaz raréfié se produit pour une pression plus élevée, quand l'ampoule qui contient le gaz est soumise à l'action des rayons du radium [4]. Par exemple, la pression critique qui était mesurée dans une expérience par 51^{mm} de mercure, a pris la valeur de 68^{mm} de mercure en présence du radium.

En rendant conducteur, par l'action des substances radioactives, l'air au voisinage de deux conducteurs métalliques, dont l'un est relié au sol et l'autre à un électromètre bien isolé, on voit l'électromètre prendre une déviation permanente, qui permet de mesurer la force électromotrice de la pile formée par l'air et les deux

---

(1) Elster et Geitel. *Ann. d. Phys.*, 1899.
(2) Mme Curie, *Thèse de doctorat*. Paris, 1903.
(3) Willows et Peck. *Phil. Mag.*, 1905.
(4) Hemptinne. *Comptes rendus*, 1901.

métaux (force électromotrice de contact des deux métaux, quand ils sont séparés par l'air). Cette méthode de mesures a été employée par lord Kelwin et ses élèves, la substance radiante étant l'uranium [1]; une méthode analogue avait été antérieurement employée par M. Perrin qui utilisait l'action ionisante des rayons Röntgen [2].

On peut, par exemple, employer à cet effet un condensateur à plateaux; l'un des plateaux est recouvert d'uranium ou d'oxyde d'uranium. La déviation fixe obtenue est indépendante de la distance des plateaux et de la pression du gaz. On n'a pas observé de variation avec la nature du gaz (air, hydrogène et gaz carbonique). Voici, par exemple, le potentiel limite du plateau isolé pour différents métaux, le plateau recouvert d'uranium étant relié au sol :

Zinc poli	—0,71 volt
Cuivre poli	—0,17 »
Argent	+0,05 »
Zinc amalgamé	—0,8 »
Aluminium poli	—1,13 »

On peut se servir des substances radioactives dans l'étude de l'électricité atmosphérique. La substance active est enfermée dans une petite boîte en aluminium mince, fixée à l'extrémité d'une tige métallique en relation avec l'électromètre. L'air est rendu conducteur au voisinage de l'extrémité de la tige, et celle-ci prend le potentiel de l'air qui l'entoure. Le radium remplace ainsi avec avantage les flammes ou les appareils à écoulement d'eau, généralement employés jusqu'à présent dans l'étude de l'électricité atmosphérique. Cette application a été réalisée d'abord par M. Paulsen [3], ensuite par d'autres expérimentateurs.

L'étude du mode de fonctionnement des prises de potentiel au radium, en général, a montré que, dans l'air immobile, ces appareils ne donnent pas la même indication qu'un appareil à écoulement d'eau, l'écart pouvant être attribué à l'accumulation d'ions

---

(1) Lord Kelwin, Beattie et Smolan, *Nature*, 1897.
(2) Perrin, *Thèse de doctorat*.
(3) Paulsen, *Congrès de Physique*, Paris, 1900.

au voisinage de la prise [1]. Si l'air est constamment renouvelé, cette accumulation ne se produit pas.

M. Moureaux [2], à l'observatoire du Parc St-Maur, à Paris, a fait des essais à l'air libre avec des prises de potentiel au radium préparées par P. Curie; l'une de ces prises de potentiel est restée en service régulier pendant plusieurs années et a donné des résultats tout à fait comparables à ceux obtenus avec l'appareil à écoulement d'eau; la mise en équilibre était rapide et le fonctionnement régulier. Dans une étude détaillée des conditions de fonctionnement des prises de potentiel au radium, M. Moulin [3] a montré qu'avec un appareil installé à l'air libre, convenablement disposé et exposé au vent, on peut mesurer le potentiel avec une erreur négligeable. La prise de potentiel est un disque sur lequel on colle la surface active, constituée par du sulfate de baryum radifère; ensuite on la recouvre d'une couche de vernis pour la protéger; la surface du disque est parallèle aux lignes de force du champ, et l'extrémité de la tige qui le porte est dirigée normalement au champ, de manière à ne pas introduire de perturbation dans la distribution de celui-ci. On obtient de bons résultats avec un disque de 6^{cm} de diamètre portant $0^{mg},5$ de sulfate de baryum radifère d'activité 20000 fois plus grande que celle de l'uranium.

154. **Condensation de la vapeur d'eau sursaturée. Formation de brouillards en présence de l'émanation du radium. Influence sur le phénomène de cristallisation.** — Les ions créés dans un gaz par les rayons X ou les rayons cathodiques possèdent la propriété de condenser la vapeur d'eau sursaturée. La même expérience peut être réalisée avec les rayons du radium. Quand on opère une détente brusque dans l'air purgé de poussières et contenant de la vapeur d'eau saturante, la condensation sous forme de brouillard ne se produit que si la détente représente une augmentation de volume dans le rapport 1,38; mais si le gaz est soumis à l'action des rayons du radium, la condensation est déjà obtenue

---

(1) Henning. *Ann. d. Physik*. 1902. — Linke. *Phys. Zeit.*, 1903.
(2) Moureaux. *Le Radium*. 1904.
(3) Moulin. *Le Radium*. 1907.

pour une détente qui correspond à une augmentation de volume dans le rapport 1,25.

J'ai constaté que la présence de l'émanation du radium peut aussi provoquer la condensation de la vapeur d'eau, mais, contrairement à ce qui a lieu dans le cas où l'on utilise seulement les rayons pénétrants du radium, il n'est pas nécessaire que la vapeur d'eau soit sursaturée ni même saturée. Un vase qui contient de l'eau distillée et de l'air chargé d'émanation et qui est maintenu à une température constante, contient néanmoins un brouillard permanent visible à la lumière de l'arc électrique. Le même phénomène se produit quand on remplace l'eau distillée par un mélange d'eau et d'acide sulfurique à poids égaux ([1]). Les centres de condensation en ce cas ne peuvent être les ions formés dans le gaz, puisque la sursaturation n'est pas nécessaire; j'ai montré aussi que ce ne pouvaient être les molécules d'émanation, parce que le brouillard peut être supprimé quand on établit un champ électrique intense dans le gaz, et que sa réapparition n'a lieu que progressivement lors de la suppression du champ. On pouvait donc penser que les centres de condensation sont constitués soit par les particules de dépôt actif présentes dans le gaz, soit par des composés chimiques qui se forment dans le gaz sous l'action de l'émanation et qui sont susceptibles d'absorber la vapeur d'eau jusqu'à formation de gouttelettes. L'expérience est favorable à cette deuxième manière de voir. On constate, par exemple, que le brouillard obtenu avec l'eau pure et l'air chargé d'émanation est faible; sa durée est de quelques jours; si l'on remplace l'air par le gaz carbonique, aucun brouillard persistant n'est observé. Mais si, au lieu d'employer l'eau pure, on emploie un mélange d'eau et d'acide sulfurique à poids égaux, on obtient, aussi bien en présence de l'air qu'en présence du gaz carbonique, un brouillard intense généralement très fin au début; ce brouillard peut être observé pendant plus d'un mois; les gouttes deviennent de plus en plus rares et finissent par disparaître. La production du brouillard a donc été grandement facilitée par l'addition de l'acide sulfurique à l'eau, alors que la pression de la vapeur d'eau est fortement diminuée.

([1]) Mme Curie, *Comptes rendus*, 1907 et 1908.

Dans ces expériences les particules de dépôt actif ne doivent pas servir directement comme centres de condensation; ces particules existent, en effet, dans l'air comme dans le gaz carbonique, et leur action devrait être plus énergique avec la vapeur d'eau saturante qu'avec celle non saturante. Il est assez naturel de penser que, si l'on opère avec de l'eau et de l'air, les centres de condensation sont les composés nitrés qui se forment dans l'air en présence de l'émanation. Si l'on opère avec le mélange d'eau et d'acide sulfurique, on est conduit à faire la supposition, qui peut paraître étrange, que des particules d'anhydride sulfurique se trouvent dans le gaz à la suite d'une action de l'émanation sur le liquide. Un brouillard persistant est aussi obtenu dans un ballon qui contient de l'acide sulfurique concentré et de l'émanation dans du gaz carbonique; ce brouillard dure plus d'un mois, tandis que les brouillards bien plus intenses qu'on peut produire dans le ballon à expériences par échauffement local durent moins d'une journée.

Des expériences variées ont été effectuées pour mettre en évidence le rôle des réactions chimiques. Pour obtenir un brouillard persistant dans un vase contenant de l'eau distillée et de l'air chargé d'émanation, il suffit de placer dans l'air du ballon à expérience un fragment de soufre ou un bouchon de caoutchouc; dans le premier cas on constate après l'expérience que l'eau contient aussi des traces d'acide sulfurique; dans le deuxième cas on peut penser qu'il y a eu attaque du bouchon avec oxydation de la matière organique et du soufre.

On observe des brouillards très intenses au début et très persistants avec l'éther de pétrole, le sulfure de carbone ou l'éther anhydre; il s'agit probablement dans tous ces cas d'une attaque de ces corps organiques; l'altération est manifeste avec le sulfure de carbone. J'ai obtenu de même des brouillards intenses et très persistants en employant l'iode dans le gaz carbonique chargé d'émanation ou le camphre dans l'air chargé d'émanation; tandis qu'avec l'iode en présence d'air et d'émanation l'effet n'est pas persistant. J'ai observé aussi un brouillard avec l'actinium en présence d'eau distillée.

Les brouillards formés en présence de l'émanation ne semblent pas chargés; si l'on établit dans le ballon à expériences un champ

électrique intense, le brouillard est rapidement supprimé; toutefois ce n'est là probablement qu'un effet de déplacement de particules non chargées dans un champ non uniforme; l'entraînement a lieu vers les bords des électrodes, et l'aspect du déplacement est indépendant du sens du champ.

La formation d'un brouillard dans un vase qui contient de l'émanation peut être considérée comme un indice de réaction chimique. Une concentration assez forte en émanation est nécessaire au début pour la production du brouillard (par exemple, l'émanation saturée de 5^{cg} de chlorure de radium, dans un volume de 150^{cm^3}); une fois formé, le brouillard peut durer pendant un mois, alors que la concentration en émanation est devenue 200 fois plus faible.

Des effets de condensation de vapeur d'eau faiblement sursaturée ou simplement saturée ont été obtenus sous l'influence de rayons X, de la lumière ultraviolette et des rayons pénétrants du radium [1]; la condensation a été attribuée à la formation dans le gaz de certains composés chimiques tels que les composés nitrés.

Les gouttelettes que j'ai observées sont fines et mobiles; elles sont entraînées dans les lents mouvements du gaz dans le ballon d'expériences, et il n'a pas été possible d'observer qu'elles fussent sensibles à l'action de la pesanteur. Ces gouttelettes, qui doivent d'ailleurs être chargées de dépôt actif, sont cependant certainement plus grosses que les agglomérations qui se forment dans un gaz humide sur les particules du dépôt actif, et dont la vitesse de chute a pu être révélée (*voir* § 86); dans ces expériences la concentration de l'émanation était, en effet, beaucoup trop faible pour qu'un brouillard pût être observé. La chute des gouttelettes visibles pourrait donc, sans doute, être constatée dans une enceinte à une température parfaitement constante. Observées au microscope, ces gouttelettes manifestent un mouvement brownien.

Il semble d'après cela qu'il existe, dans les gaz contenant l'émanation du radium, des agglomérations chargées de dépôt actif dont la grosseur est très variable. Ces agglomérations utilisent pour leur formation les molécules du gaz, les molécules d'eau et les molécules des composés chimiques formés dans le gaz

---

(1) Barkow, *Ann. d. Phys.*, 1907.

en présence de l'émanation. Les plus petits de ces aggrégats ne se manifestent que par la manière dont ils interviennent dans le phénomène d'activation d'un corps solide au contact du gaz contenant l'émanation; ils sont vraisemblablement formés sans le secours de molécules d'eau. Les agglomérations formées à l'aide de molécules d'eau et de certains autres composés sont plus grosses; elles sont sensibles à la pesanteur, et peuvent même devenir visibles.

Les rayons pénétrants du radium déterminent la cristallisation de substances à l'état de surfusion. L'expérience a été faite avec le soufre soigneusement purifié ([1]). Un grain de soufre étant enfermé entre un porte-objet plan et un verre de montre, on peut obtenir par distillation une couche uniforme de gouttelettes sphériques d'un diamètre de 54^{μ} à 90^{μ}. La cristallisation spontanée de ces gouttes se propage lentement mais régulièrement. Pour étudier l'influence des rayons du radium, on exposait à l'action de ces rayons la moitié de la surface occupée par les gouttes, l'autre moitié étant protégée par un écran en plomb. La source des rayons était une petite ampoule de verre mince contenant une petite quantité de sel de radium. L'accroissement du nombre des gouttes cristallisées était observé au microscope pour la partie A exposée au rayonnement et pour la partie B non exposée, et l'on constatait que dans la partie A cet accroissement était plus rapide. C'est ainsi qu'après 28 jours d'exposition la partie A accusait un nombre 5 fois plus grand de centres de cristallisation; en même temps la cristallisation se propageait plus rapidement de goutte à goutte, de sorte que le nombre total des gouttes cristallisées était 11 fois plus grand dans la partie A que dans la partie B. Cependant il restait toujours des gouttes conservant leur transparence. La préparation ayant alors été portée pendant 6 heures à une température de 70°, toutes les gouttes dans la partie A étaient après ce temps cristallisées sans exception, alors que la formation de cristaux dans la partie B n'avait fait que des progrès médiocres. Une exposition de 28 jours à l'action des

---

([1]) FRISCHAUER, *Comptes rendus*, 1909.

rayons avait donc influencé toutes les gouttes de soufre, en donnant lieu à la formation de germes de cristallisation; mais tous les germes formés ne s'étaient pas développés à la température ordinaire; l'échauffement à 70° en augmentant la vitesse de cristallisation, sans produire de noyaux nouveaux, a suffi pour provoquer le développement des germes restés latents.

La cristallisation du soufre surfondu est également facilitée en présence de l'émanation du radium, et l'effet semble attribuable surtout à la radioactivité induite produite par celle-ci. Les gouttelettes de soufre cristallisent de préférence sur les parties de la surface du récipient qui reçoivent le dépôt actif en vertu de l'action de la pesanteur sur ce dernier.

En exposant la préparation de soufre pendant 20 heures à l'action de rayons Röntgen, on n'a constaté aucune différence entre la partie exposée et la partie non exposée. Il est probable d'après cela que, dans les expériences avec les rayons du radium, l'effet sur la cristallisation doit être attribué aux rayons β plutôt qu'aux rayons γ. Cet effet est probablement lié à la charge électrique des rayons.

155. Action ionisante des rayons du radium sur les liquides et les solides isolants. — P. Curie a montré que les rayons du radium et les rayons Röntgen agissent sur les diélectriques liquides comme sur l'air, en leur communiquant une certaine conductibilité électrique [1]. Voici comment était disposée l'expérience (*fig.* 146) :

Le liquide à expérimenter était placé dans un vase métallique CDEF, dans lequel plongeait un tube de cuivre mince AB; ces deux pièces métalliques servaient d'électrodes. Le vase était maintenu à un potentiel connu, au moyen d'une batterie de petits accumulateurs, dont un pôle était à terre. Le tube AB était en relation avec l'électromètre; on mesurait le courant qui passait au travers du liquide. Le tube de cuivre MNM'N', relié au sol, servait de tube de garde pour empêcher le passage du courant à travers l'air. Une ampoule contenant le sel de baryum radifère pouvait être placée au fond du tube AB; les rayons agissaient sur le liquide après avoir traversé le verre de l'ampoule et les parois du tube

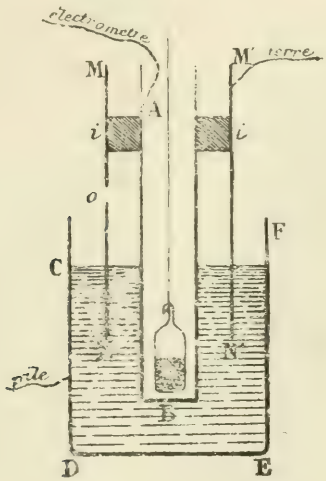
[1] P. Curie. *Comptes rendus*, 17 février 1902.

métallique. On pouvait encore faire agir le radium en plaçant l'ampoule en dessous de la paroi DE.

Pour agir avec les rayons Röntgen, on faisait arriver ces rayons au travers de la paroi DE.

L'accroissement de conductibilité par l'action des rayons du radium ou des rayons Röntgen semble se produire pour tous les

Fig. 146.



diélectriques liquides; mais, pour constater cet accroissement, il est nécessaire que la conductibilité propre du liquide soit assez faible pour ne pas masquer l'effet des rayons.

En opérant avec le radium et les rayons de Röntgen, P. Curie a obtenu des effets du même ordre de grandeur.

Quand on étudie avec le même dispositif la conductibilité de l'air ou d'un autre gaz sous l'action des rayons de Becquerel, on trouve que l'intensité du courant obtenu est proportionnelle à la différence de potentiel entre les électrodes, tant que celle-ci ne dépasse pas quelques volts; mais pour des tensions plus élevées, l'intensité du courant croît de moins en moins vite, et le courant de saturation est sensiblement atteint pour une tension de 100 volts.

Les liquides étudiés avec le même appareil et avec le même produit radiant très actif se comportent différemment: l'intensité du courant est proportionnelle à la tension quand celle-ci

varie entre 0 et 450 volts, et cela même quand la distance des électrodes ne dépasse pas 6^{mm}. On peut alors considérer la *conductivité* provoquée dans divers liquides par le rayonnement d'un sel de radium agissant dans les mêmes conditions.

Les nombres du Tableau suivant multipliés par 10^{-14} donnent la conductivité en mhos (inverses d'ohm) pour 1^{cm^3} :

Sulfure de carbone	20
Éther de pétrole	15
Amylène	14
Chlorure de carbone	8
Benzine	4
Airliquide	1,3
Huile de vaseline	1,6

On peut cependant supposer que les liquides et les gaz se comportent d'une façon analogue, mais que, pour les liquides, le courant reste proportionnel à la tension jusqu'à une limite bien plus élevée que pour les gaz. On pouvait, par analogie avec ce qui a lieu pour les gaz, chercher à abaisser la limite de proportionnalité en employant un rayonnement beaucoup plus faible. L'expérience a vérifié cette prévision; le produit radiant employé était 150 fois moins actif que celui qui avait servi pour les premières expériences. Pour des tensions de 50, 100, 200, 400 volts, les intensités du courant étaient représentées respectivement par les nombres 109, 185, 255, 335. La proportionnalité ne se maintient plus, mais le courant varie encore fortement quand on double la différence de potentiel.

Quelques-uns des liquides examinés sont des isolants à peu près parfaits, quand ils sont maintenus à une température constante et qu'ils sont à l'abri de l'action des rayons. Tels sont : l'air liquide, l'éther de pétrole, l'huile de vaseline, l'amylène. Il est alors très facile d'étudier l'effet des rayons. L'huile de vaseline est beaucoup moins sensible à l'action des rayons que l'éther de pétrole. Il convient peut-être de rapprocher ce fait de la différence de volatilité qui existe entre ces deux hydrocarbures. L'air liquide qui a bouilli pendant quelque temps dans le vase d'expérience est plus sensible à l'action des rayons que celui qu'on vient d'y verser; la conductivité produite par les rayons est de 25 pour 100 plus grande dans le premier cas.

P. Curie a étudié sur l'amylène et sur l'éther de pétrole l'action des rayons aux températures de $+10^\circ$ et de -17°. La conductivité due au rayonnement diminue de $\frac{1}{10}$ seulement de sa valeur, quand on passe de 10° à -17°. Dans les expériences où l'on fait varier la température du liquide on peut, soit maintenir le radium à la température ambiante, soit le porter à la même température que le liquide; on obtient le même résultat dans les deux cas. Cela tient à ce que le rayonnement du radium conserve la même valeur à la température ordinaire et à la température de l'air liquide.

La découverte de cette action des rayons sur les liquides isolants a une grande importance au point de vue de la théorie de l'ionisation; elle prouve que les rayons qui ionisent les gaz peuvent aussi communiquer aux liquides une conductibilité qui consiste, selon toute vraisemblance, dans une ionisation de ces liquides. Les différences observées dans la nature du phénomène proviennent de ce fait que les ions dans les liquides doivent être beaucoup moins mobiles que les ions créés dans les gaz.

L'étude de l'action des rayons pénétrants du radium sur les diélectriques liquides a été poursuivie par M. Jaffé [1], qui employait à cet effet un condensateur à plateaux plongé dans le liquide; un faisceau étroit de rayons de radium pénétrait dans le condensateur normalement aux plateaux. Les recherches ont porté sur l'éther de pétrole, dont les échantillons les plus purs se sont montrés les plus sensibles à l'action des rayons; la conductibilité spontanée de ces échantillons pouvait être négligée. La conductibilité due aux rayons augmente lentement avec le temps, l'augmentation atteignant, par exemple, 13 pour 100 en 13 jours; mais pour un temps limité on trouvait une conductibilité bien définie. La saturation n'était jamais atteinte; pour les champs très intenses le phénomène devenait irrégulier, annonçant l'approche de la distance disruptive; le champ le plus fort employé était voisin de $6600 \frac{\text{volts}}{\text{cm}}$.

L'ordre des courants observés était entre 10^{-11} et 10^{-12} ampère par centimètre carré de surface des plateaux dont la distance variait entre 1^{mm} et $7^{\text{mm}},5$, la source radiante étant constituée

---

[1] JAFFÉ, *Journal de Physique*, 1906; *Ann. d. Physik*, 1908.

par 2^{cg} de sel de radium pur. M. Jaffé a constaté que la courbe $i = f(h)$ qui donne l'intensité du courant en fonction du champ ne semble pas indiquer comme limite un courant de saturation indépendant du champ, mais un courant proportionnel au champ suivant la loi d'Ohm. La relation observée est de la forme

$$i = f(h) + ch,$$

où $f(h)$ représente un courant saturable, dont l'intensité limite est atteinte pour $h = 900 \frac{\text{volts}}{\text{cm}}$ environ, et c une constante qui augmente avec la distance des plateaux; la valeur limite de $f(h)$ croît aussi avec la distance des plateaux. Aussi bien $f(h)$ que c sont proportionnels à la quantité du radium employée. On peut donc penser que, dans le cas des liquides isolants, deux espèces d'ions interviennent : une espèce d'ions relativement mobiles, et une deuxième espèce d'ions de mobilité beaucoup plus faible; ces derniers interviendraient pour produire la conductibilité ohmique. La conductibilité due aux petits ions devrait fournir une valeur limite du courant proportionnelle à la distance des plateaux pour des rayons pénétrants; en réalité $f(h)$ croît d'abord moins vite que la distance des plateaux, ce qui tient probablement à la production de rayons secondaires absorbables sur la surface des plateaux.

La conductibilité ohmique c croît aussi avec la distance des plateaux, moins vite que celle-ci; elle ne peut donc correspondre à une production uniforme de gros ions dans le volume compris entre les plateaux, une telle production donnant lieu à une conductibilité indépendante de la distance des plateaux.

Les mêmes caractères se retrouvent pour la conductibilité d'autres liquides isolants; le tétrachlorure de carbone, le sulfure de carbone et le benzène.

Au lieu d'admettre que les petits ions et les gros ions sont formés d'une manière indépendante dans le liquide soumis aux rayons du radium, on peut chercher à expliquer les résultats expérimentaux en admettant que les gros ions sont formés aux dépens des petits par un mécanisme analogue à celui par lequel M. Langevin a expliqué la formation de gros ions dans l'atmosphère [1]; dans cette manière

---

[1] LANGEVIN, *Comptes rendus*, 1905.

de voir, les petits ions se transforment en gros ions en se fixant sur des particules de plus grandes dimensions, vers lesquelles ils diffusent au sein du milieu qui les contient.

Il semble cependant possible d'obtenir, par une purification très soignée, des diélectriques liquides dans lesquels la formation de gros ions n'est pas sensible. M. Jaffé a pu préparer de l'hexane et de l'éther de pétrole dont la conductibilité est définie, et avec lesquels le courant de saturation est obtenu pour une différence de potentiel de 400 volts sur une longueur de 3^{mm}; la saturation se maintient jusqu'à une différence de potentiel de 2000 volts. Cette conductibilité spontanée est 12 fois plus grande que celle de l'air à l'état normal; elle est due à l'action de rayons pénétrants venant de l'extérieur; on constate, en effet, qu'on peut la diminuer en entourant le liquide par un écran épais; la conductibilité est indépendante de la température entre 0° et 40° et ne présente pas d'effets résiduels. L'hexane pur peut être utilisé avec avantage pour l'étude de rayons très pénétrants.

La mobilité des ions dans l'éther de pétrole est de l'ordre de $10^{-4}\,\frac{cm}{sec}$ pour un champ de 1 volt par centimètre, et le coefficient de recombinaison est de l'ordre de 10^{-10}. Ces valeurs sont considérablement plus faibles que celles observées dans les gaz (1).

H. Becquerel (2) a montré que les diélectriques solides peuvent aussi acquérir une certaine conductibilité par l'action des rayons du radium. L'expérience a été faite avec de la paraffine qui remplissait l'intervalle compris entre l'électrode centrale et l'armature extérieure d'un condensateur cylindrique. L'électrode était reliée à l'électromètre et le vase extérieur à la batterie. L'isolement était parfait en l'absence du radium; mais quand on faisait agir le radium, on pouvait observer un courant de charge de l'électromètre. La conductibilité augmente avec le temps d'exposition aux rayons du radium. Elle persiste quand on retire le radium, et peut encore être observée après 1 heure. Si, après avoir enlevé le radium, on relie au sol le vase extérieur, l'électromètre se charge

(1) E. v. Schweidler et Cäcilia Böhmwendt.
(2) *Comptes rendus*, 1903.

en sens contraire par suite de la présence dans la paraffine de charges résiduelles qui ne se dissipent que très lentement; la disparition de ces charges est favorisée par une exposition aux rayons du radium en l'absence du champ. Des phénomènes analogues sont observés avec le soufre. La conductibilité qui s'établit dans les diélectriques, soumis à l'action des rayons pénétrants du radium, semble se maintenir en présence du radium; elle peut être observée pendant un grand nombre de jours.

Ainsi la production d'ions sous l'influence des rayons pénétrants des corps radioactifs a lieu dans les corps solides comme dans les corps liquides et les corps gazeux. Les effets observés rappellent les effets de polarisation résiduelle des diélectriques après action du champ électrique, de sorte qu'on peut se demander si cette polarisation n'est pas liée à la présence d'ions à l'état normal dans les diélectriques solides.

On peut étudier l'action des rayons α sur les diélectriques solides, en utilisant comme source radiante le polonium [1], [2]. Les diélectriques : soufre, paraffine, sont utilisés en couche très mince. Le courant dû au rayonnement, très fort au début, en comparaison du courant spontané, se réduit rapidement à zéro. Si alors on réunit entre elles les armatures du condensateur, on observe la production d'un courant de sens inverse qui restitue la quantité d'électricité recueillie auparavant par le système. Ces résultats paraissent attribuables entièrement ou presque entièrement à la présence de bulles gazeuses entre la lame isolante et les armatures qui la recouvrent. Cependant on pourrait s'attendre à observer un phénomène analogue en admettant que les rayons α produisent l'ionisation dans une couche très mince du diélectrique, et que les ions produits ne peuvent éprouver qu'un déplacement très limité; le courant s'éteindrait quand le déplacement des charges dans la couche ionisée aurait donné lieu à la production d'un champ inverse annulant le champ primitivement établi.

Les diélectriques solides possèdent, en général, une faible conductibilité spontanée, qui augmente avec la température; il en est de

---

(1) Bialobjesky, *Comptes rendus*, 1909.
(2) Greinacher, *Le Radium*, 1909.

même pour la conductibilité provoquée par les rayons pénétrants du radium ([1]). Les expériences étaient faites avec une couche de paraffine de 1^{mm} d'épaisseur, contenue entre les deux plateaux d'un condensateur; la différence de potentiel entre les plateaux était de 720 volts. Au voisinage du point de fusion on observe un accroissement rapide; dans l'intervalle de 10 degrés les deux conductibilités sont devenues 8 fois plus grandes. Ensuite l'accroissement se ralentit. Le rapport des deux conductibilités varie peu avec la température, de sorte qu'on peut penser que la conductibilité est due dans les deux cas à des centres analogues; la variation du courant avec la température peut être attribuée à la variation de mobilité des ions qui le transportent, le nombre de ces ions restant à peu près le même. La persistance de la conductibilité due au rayonnement, après l'arrêt de l'action des rayons, est beaucoup moins marquée pour la paraffine liquide que pour la paraffine solide; la durée de la persistance est de quelques minutes dans le premier cas et de plusieurs heures dans le second cas. Pour la paraffine liquide l'intensité du courant croît avec la différence de potentiel entre les plateaux et tend vers la saturation pour des champs très élevés; la mobilité des ions est dans ce cas du même ordre que celle qui a été trouvée pour l'éther de pétrole.

M. Kohlrausch ([2]) a étudié l'action du rayons du radium sur la conductibilité de l'eau. Quand l'eau pure est conservée dans un vase de verre, sa conductibilité augmente peu à peu, peut-être par suite de la dissolution progressive du verre. En présence du radium, l'augmentation de conductibilité est plus rapide.

MM. Kohlrausch et Henning ([3]) ont d'ailleurs constaté que la conductibilité des solutions de bromure de radium pur est très analogue à celle des solutions de bromure de baryum. Ce résultat n'a rien qui puisse surprendre, la conductibilité étant en ce cas trop grande pour que l'action des rayons puisse la modifier d'une manière appréciable.

D'après M. Himstedt, la résistance du sélénium est diminuée

([1]) Bialobjesky, *Comptes rendus*, 1909.

([2]) Kohlrauch, *Deutsch. phys. Ges.*, 1904.

([3]) Kohlrauch et Henning, *Deutsch. phys. Ges.*, 1904.

par l'action des rayons du radium comme par l'action de la lumière [1].

156. **Colorations. Effets chimiques.** — Les radiations émises par les substances fortement radioactives sont susceptibles de provoquer certaines transformations, certaines réactions chimiques. Les premières observations à ce sujet ont été faites par P. et M. Curie [2] qui ont constaté que les rayons du radium exercent des actions colorantes sur le verre et la porcelaine.

La coloration du verre, généralement brune ou violette, est très intense; elle se produit dans la masse même du verre, elle persiste après l'éloignement du radium. Tous les verres se colorent en un temps plus ou moins long, et la présence du plomb n'est pas nécessaire. Il convient de rapprocher ce fait des effets de coloration observés sur le verre des tubes à vide producteurs des rayons Röntgen après un long usage.

M. Giesel a montré que les sels haloïdes cristallisés des métaux alcalins (sel gemme, sylvine) se colorent sous l'influence du radium, comme sous l'action des rayons cathodiques. On obtient des colorations du même genre en laissant séjourner les sels alcalins dans la vapeur de sodium [3].

J'ai étudié la coloration d'une collection de verres de composition connue, mais je n'ai pas observé de grande variété dans la coloration. Elle est généralement violette, jaune, brune ou grise. Elle semble liée à la présence des métaux alcalins.

Avec les sels alcalins purs cristallisés on obtient des colorations plus variées et plus vives; le sel, primitivement blanc, devient bleu, vert, jaune brun, etc. C'est ainsi que le sulfate de potassium prend une belle coloration vert bleu.

Le quartz se colore par l'action des rayons et prend la teinte de quartz enfumé. Des plaques de quartz ainsi coloré taillées normalement à l'axe optique montrent des stries parallèles aux axes binaires; la structure hétérogène des cristaux peut ainsi

---

(1) Himstedt, *Phys. Zeit.*, 1900.

(2) M. et Mme Curie, *Comptes rendus*, t. CXXIX, novembre 1899, p. 823.

(3) Giesel, *Soc. de Phys. allemande*, janvier 1900.

être mise en évidence [1]. D'après M. D. Berthelot [2] certains échantillons de quartz ne se colorent pas, et la coloration est due à la présence d'impuretés. Il est probable que la coloration du quartz enfumé naturel est due aussi à des radiations antérieurement reçues.

Divers corindons se colorent sous l'action des rayons du radium. On a vu plus haut qu'un effet analogue est produit sur le diamant.

La nature de toutes ces colorations est encore peu connue. Dans le cas des sels alcalins MM. Elster et Geitel ont cherché à expliquer la coloration par la mise en liberté du métal alcalin qui se trouve ensuite dans le sel à l'état de solution solide. Cette interprétation est basée sur ce fait que les sels alcalins colorés par les rayons cathodiques produisent d'une manière intense le phénomène photoélectrique (émission d'électricité négative par éclairement à la lumière ultraviolette), qui est aussi très facilement produit par les métaux alcalins.

Les colorations dues aux rayons du radium disparaissent lentement par l'action de la lumière et rapidement par l'action de la chauffe. On a vu que la thermoluminescence et la production de phosphorescence sont généralement accompagnées d'une coloration plus ou moins rapide de la substance soumise à l'action des rayons.

Tous les groupes de rayons produisent la coloration; mais tandis que celle qui est produite par les rayons α est peu profonde, l'effet des rayons pénétrants est plus homogène dans la masse de la substance.

La zone colorée due à l'action des rayons α sur le verre, apparaît nettement limitée. Quand la matière active est au contact du verre, l'épaisseur de cette zone correspond bien au parcours des rayons dans le verre, tel qu'on peut le calculer ($0^{mm},039$ pour les rayons α du radium) [3].

Certains minéraux (biotite, cordiérite, muscovite) contiennent des régions colorées, franchement limitées, nommées *halos pléochroïques;* ces régions se forment autour de cristaux microscopiques

---

(1) Salomonsen et Dreyer, *Comptes rendus*, 1904.
(2) D. Berthelot, *Comptes rendus*, 1907.
(3) Rutherford, *Phil. Mag.*, 1910.

inclus (zircone, apatite). Leur formation a été expliquée par l'action des rayons α du radium contenu dans les cristaux [1]. Le halo peut se composer de zones successives qui correspondent à des rayons α de parcours différents. On peut, par exemple, observer un halo constitué par une sphère intérieure sombre et par une couronne concentrique moins colorée, les rayons des deux surfaces sphériques ($0^{mm},022$ et $0^{mm},034$) correspondant respectivement aux parcours du radium A et du radium C.

Le papier est altéré et coloré par l'action du radium. Il devient fragile, s'effrite et ressemble enfin à une passoire criblée de trous. Une action analogue a lieu sur les feuilles des plantes.

Dans certaines circonstances il y a production d'ozone dans le voisinage de composés très actifs. Les rayons qui sortent d'une ampoule scellée, renfermant du radium, ne produisent pas d'ozone dans l'air qu'ils traversent. Au contraire, une forte odeur d'ozone se dégage quand on ouvre l'ampoule. D'une manière générale l'ozone se produit dans l'air, quand il y a communication directe entre celui-ci et le radium. La communication par un conduit même extrêmement étroit est suffisante; il semble donc que l'action de l'émanation du radium est efficace pour la production d'ozone et que l'action des rayons pénétrants ne l'est pas. Dans diverses expériences avec de l'émanation du radium, j'ai très souvent constaté une forte odeur d'ozone lors de l'ouverture d'un appareil où l'émanation avait séjourné pendant quelque temps. L'observation relative à la production d'ozone a été d'abord faite par Demarçay et a été confirmée ensuite par P. Curie [2]. Cette observation était très intéressante parce que l'on avait constaté ainsi pour la première fois que les corps radioactifs déterminent des réactions chimiques qui demandent une dépense d'énergie.

Diverses transformations chimiques qui se produisent sous l'action de la lumière ont aussi été obtenues par l'action des rayons du radium. Telles sont : la transformation de phosphore blanc en phosphore rouge par les rayons β du radium, observée par H. Becquerel [3]; la précipitation du calomel dans une solution de

---

(1) Joly, *Phil. Mag.*, 1910.
(2) Curie, *Comptes rendus*, 1899.
(3) Becquerel, *Comptes rendus*, 1901.

bichlorure de mercure en présence d'acide oxalique; la mise en liberté d'iode dans une solution d'iodoforme dans du chloroforme [1] (action des rayons pénétrants); décomposition de l'acide iodique et de l'acide azotique [2], etc.

Les rayons α du radium déterminent la coagulation de la globuline de la même manière que les ions métalliques des électrolytes liquides [3]; l'effet est dû à l'action des rayons α seulement, qui agissent en ce cas comme corpuscules de dimensions atomiques, portant une charge positive.

Les composés radifères semblent s'altérer avec le temps, sans doute sous l'action de leur propre radiation. On a vu (§ 43) que les cristaux de chlorure de baryum radifère qui sont incolores au moment du dépôt prennent peu à peu une coloration tantôt jaune ou orangée, tantôt rose; cette coloration disparaît par la dissolution. Le chlorure de baryum radifère dégage des composés oxygénés du chlore : le bromure dégage du brome. Ces transformations lentes s'affirment généralement quelque temps après la préparation du produit solide, lequel, en même temps, change d'aspect et de couleur, en prenant une teinte jaune ou violacée. La lumière émise devient aussi plus violacée.

Les sels de radium purs semblent éprouver les mêmes transformations que ceux qui contiennent du baryum. Toutefois les cristaux de chlorure, déposés en solution acide, ne se colorent pas sensiblement pendant un temps qui est suffisant, pour que les cristaux de chlorure de baryum radifère, riches en radium, prennent une coloration intense.

Une solution de chlorure de radium pur contenue dans un vase de platine attaque celui-ci avec dissolution de platine; cette réaction est probablement due à la mise en liberté de chlore dans la solution [4].

Les rayons pénétrants du radium déterminent la combinaison lente du chlore et de l'hydrogène, avec formation d'acide chlorhydrique; cet effet est analogue à celui de la lumière [5].

---

(1) Hardy et Miss Wilcock, *Proc. Roy. Soc.*, 1903.
(2) Berthelot, *Comptes rendus*, 1901.
(3) Hardy, *Proc. phys. Soc.*, 1903.
(4) M. Curie, *Le Radium*, 1907.
(5) Jorissen et Ringer, *Deutsch. chem. Ges.*, 1906.

Les substances radioactives sont capables de produire des effets chimiques qui demandent une dépense d'énergie. On en a vu un premier exemple dans la formation d'ozone aux dépens de l'oxygène de l'air. Mais un autre exemple très important peut être signalé; c'est la décomposition de l'eau en présence des corps radioactifs. Cet effet a été constaté à la suite d'observations faites sur les dégagements des gaz en présence des sels de radium.

P. Curie et M. Debierne (1) ont constaté que si l'on a fait le vide sur un sel de radium contenu dans une ampoule, le vide ne se maintient pas, et la pression augmente par suite d'un dégagement de gaz par le composé de radium. M. Giesel (2) a observé qu'une solution de bromure de radium dégage des gaz d'une manière continue. Ces gaz sont principalement de l'hydrogène et de l'oxygène, et la composition du mélange est voisine de celle de l'eau; on peut admettre qu'il y a décomposition de l'eau en présence du sel de radium. Le même effet est obtenu avec les solutions des autres sels solubles.

Les gaz qui se forment dans un sel solide (chlorure, bromure) remplissent les pores du sel et se dégagent abondamment quand on dissout celui-ci. On peut aussi les extraire au moyen d'une trompe à mercure, en chauffant le sel pour faciliter le dégagement. Le mélange de ces gaz contient aussi principalement de l'hydrogène et de l'oxygène.

Bien que le dégagement de gaz ne soit pas très rapide, il est cependant suffisant pour qu'il soit nécessaire d'en tenir compte pour le maniement et la conservation des sels de radium. On peut attribuer à des dégagements gazeux deux accidents qui se sont produits dans les expériences de P. Curie (3). Une ampoule de verre mince scellée, remplie presque complètement par du bromure de radium solide, a fait explosion deux mois après la fermeture, sous l'effet d'un faible échauffement; l'explosion était probablement due à la pression du gaz intérieur. Dans une autre expérience une ampoule, contenant du chlorure de radium préparé depuis longtemps, communiquait avec un réservoir d'assez grand volume

(1) Curie et Debierne, *Comptes rendus*, 1907.
(2) Giesel, *Berichte d. d. chem. Ges.*, 1902.
(3) Mme Curie, *Thèse de doctorat*, Paris, 1903.

dans lequel on maintenait un vide très parfait. L'ampoule ayant été soumise à un échauffement assez rapide vers 300°, le sel fit explosion; l'ampoule fut brisée, et le sel fut projeté à distance; il ne pouvait y avoir de pression notable dans l'ampoule au moment de l'explosion. L'appareil avait d'ailleurs été soumis à un essai de chauffage dans les mêmes conditions en l'absence du sel de radium, et aucun accident ne s'était produit.

Ces expériences montrent qu'il y a danger à chauffer du sel de radium préparé depuis longtemps, et qu'il y a aussi danger à conserver longtemps le radium en tube scellé.

M. Abbe (1) a décrit de même un accident où une ampoule scellée qui contenait 50^{mg} de bromure de radium pur et desséché et qui était restée fermée pendant 3 mois, fit explosion violemment à la suite d'une pression légère exercée sur la pince qui la tenait; le sel pulvérisé a été projeté à l'état de nuage. Il est vraisemblable que le sel n'était pas parfaitement sec dans cette expérience.

Les ampoules scellées contenant du sel de radium pur doivent être préparées avec beaucoup de soin. Le sel sec étant introduit dans l'ampoule, on laisse celle-ci longtemps à l'étuve avant de la fermer; il est bon aussi de souder dans le verre de l'ampoule un fil de platine fin qui pénètre à l'intérieur et qui facilite la dissipation vers l'extérieur des charges électriques qui s'accumulent à l'intérieur de l'ampoule.

Les données quantitatives sur le volume des gaz dégagés en un temps donné par une quantité connue de radium sont peu précises. P. Curie a observé une production d'environ $0^{cm^3},2$ par gramme de bromure de radium et par heure; la production observée par M. Ramsay (2) varie entre $0^{cm^3},2$ et $0^{cm^3},4$ par gramme et par heure, soit en moyenne environ $0^{cm^3},3$ par gramme de radium et par heure. M. Debierne (3) a obtenu $0^{cm^3},54$ de gaz tonnant par gramme de radium et par heure, comme résultat moyen de plusieurs expériences concordantes.

La production de gaz tonnant par le radium en solution est du même ordre de grandeur que celle qu'on obtiendrait, si le nombre

---

(1) *Medical Record*, 1904.
(2) RAMSAY, *Soc. chim.*, Londres, 1907.
(3) DEBIERNE, *Comptes rendus*, 1909.

des molécules d'eau, dissociées par les rayons α émis, était égal au nombre d'ions que ces mêmes rayons peuvent produire dans l'air.

Les gaz dégagés par les sels de radium contiennent des traces de gaz hélium. Ce fait extrêmement important sera étudié dans la suite de ce Chapitre.

M. Debierne a montré que les solutions d'actinium donnent lieu à une production d'un mélange d'oxygène et d'hydrogène; la production très régulière était évaluée à $0^{cm^3},007$ par heure pour la solution utilisée; elle correspondait donc à celle qui aurait été obtenue avec 2^{cg} environ de radium.

Si les gaz dégagés proviennent de la décomposition de l'eau, la composition du mélange gazeux doit être celle du gaz tonnant; toutefois l'analyse a montré que l'on constate toujours un excès d'hydrogène sur cette proportion. M. Ramsay a indiqué que cet excès est de 3 à 16 pour 100; il a donc une valeur importante. Quand on extrait par la chauffe le gaz occlus dans le bromure solide préparé depuis longtemps et fortement altéré dans son apparence et sa couleur, il peut même arriver que le gaz extrait soit presque entièrement de l'hydrogène. On peut donc se demander ce que devient l'oxygène qui a été formé. On peut penser que ce gaz a été utilisé pour la formation de composés oxygénés; toutefois M. Ramsay n'a pu mettre en évidence dans la solution de bromure de radium ni la formation de brome, ni celle d'ozone ou d'eau oxygénée, ni celle d'un bromate.

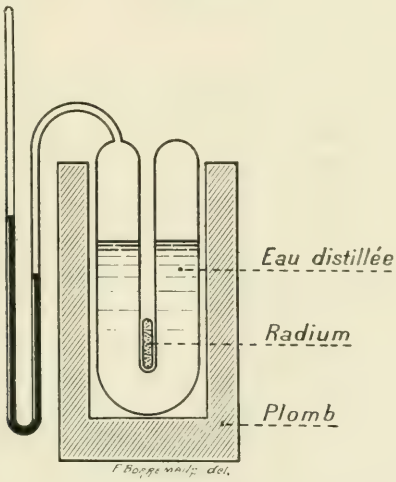
M. Ramsay [1] a réalisé la décomposition de l'eau par l'action de l'émanation du radium. L'eau était contenue dans un ballon de verre dans lequel on introduisait de l'émanation; les autres gaz étaient éliminés. Le ballon était alors scellé et conservé pendant un mois avec agitation fréquente. Après ce temps, M. Ramsay constatait dans le ballon la présence d'un mélange d'oxygène et d'hydrogène, dont le volume dans les diverses expériences était de $1^{cm^3},8$ à 4^{cm^3}, la quantité d'émanation employée étant égale environ à l'émanation saturée de 4^{mg} de radium. Dans le mélange il y avait un excès d'hydrogène de 3 à 14 pour 100 par rapport à sa proportion dans le gaz tonnant. L'examen de l'eau n'a pas révélé la présence de l'eau oxygénée.

---

[1] Ramsay, *Soc. chim. Londres*, 1907.

La décomposition de l'eau en présence de l'émanation du radium constitue, d'après M. Ramsay, un phénomène réversible, et il y aurait en même temps recombinaison de l'hydrogène et de l'oxygène avec formation d'eau. Les gaz extraits d'une solution de sel de radium ont été séparés en deux portions; l'une a été soumise à l'action de la décharge électrique, et l'on a observé un volume restant d'hydrogène d'environ 5,6 pour 100. L'autre portion dont le volume était $2^{cm^3},12$ a été conservée en tube scellé pendant un mois; le volume après ce temps n'était plus que de $1^{cm^3},48$, il y a donc eu recombinaison de 30 pour 100 du mélange tonnant; on a d'ailleurs constaté que l'excès d'hydrogène constituait 5 pour 100 du volume initial. L'expérience a été

Fig. 147.



faite avec des gaz desséchés, sous la pression d'environ 0,25 atmosphère.

La décomposition de l'eau en présence du radium et de son émanation ou de l'actinium apparaît comme le résultat de l'absorption de l'énergie des radiations émises, et il est naturel de supposer que l'énergie utilisée est principalement celle des rayons α.

M. Debierne [1] a montré que l'énergie des rayons pénétrants

---

[1] Debierne, *Comptes rendus*, 1909.

du radium est suffisante pour donner lieu à la décomposition de l'eau, l'effet étant cependant beaucoup plus lent que celui qui est obtenu par l'action du radium en solution. L'expérience était réalisée de la manière suivante :

Une ampoule de verre scellée, contenant une quantité importante de chlorure de radium pur, était placée dans un tube de verre plongeant dans de l'eau distillée (*fig.* 147); celle-ci était contenue dans un récipient de verre communiquant avec un manomètre à mercure. Les rayons agissant sur l'eau avaient déjà traversé le verre de l'ampoule et le verre du tube, soit une épaisseur totale d'environ $0^{mm},5$. L'épaisseur d'eau autour du tube était de $1^{cm},2$. Pour faire une expérience, on commençait par éliminer complètement l'air du récipient contenant l'eau, puis on plaçait l'ampoule à radium, et l'on observait la pression indiquée par le manomètre à des intervalles de temps déterminés. L'augmentation de pression était parfaitement régulière et presque exactement proportionnelle au temps. Dans une expérience ayant duré plusieurs mois, on a pu cependant observer vers la fin une légère diminution progressive du débit. Le dégagement s'arrêtait complètement lorsqu'on retirait l'ampoule à radium. Le gaz obtenu, mis en présence de cuivre et d'oxyde de cuivre chauffés et d'anhydride phosphorique, était complètement absorbé.

Le débit a été en moyenne de $0^{cm^3},115$ par jour et par gramme de radium, soit un peu moins de 1 pour 100 de celui de la solution de chlorure de radium. Si tout l'appareil est entouré d'une gaine de plomb de plusieurs centimètres d'épaisseur, le débit est un peu augmenté et l'augmentation est d'environ 5 pour 100. Cette augmentation du débit doit être attribuée à l'action des rayons secondaires émis par le plomb. La très légère diminution du débit qui se produit au bout d'un certain temps peut être attribuée à une absorption du gaz par des produits secondaires formés dans l'eau, ou à une petite recombinaison du mélange gazeux sous l'influence des rayons du radium.

Dans cette expérience, l'énergie nécessaire ne peut être empruntée qu'au rayonnement absorbé par l'eau. Cette énergie représente approximativement la dix-millième partie de l'énergie totale émise par le radium. Cependant comme les rayons α sont

complètement absorbés par le verre ainsi qu'une partie importante des rayons β, on peut penser que l'énergie du rayonnement, absorbée par l'eau, est seulement de l'ordre de 1 pour 100 de l'énergie totale. Il en résulte qu'environ 1 pour 100 de l'énergie absorbée par l'eau a été transformé en énergie chimique.

L'étude de la composition du gaz, mis en liberté par l'action des rayons β du radium sur l'eau pure, a montré que ce gaz est constitué uniquement par de l'hydrogène et que l'oxygène est absent [1]. Par contre on constate après l'expérience la présence dans l'eau de petites quantités d'eau oxygénée, et en dosant celle-ci on arrive à rendre compte de l'utilisation de l'oxygène. La décomposition de l'eau par les rayons pénétrants semble donc se produire suivant la formule

$$2H^2O = H^2O^2 + H^2.$$

Le même mode de décomposition a été observé pour l'action sur l'eau de la lumière ultraviolette émise par un arc au mercure.

Il est probable d'après ces résultats que la décomposition de l'eau en présence du radium est due surtout à l'action des rayons α et, dans une mesure moindre, à l'action des rayons β. On peut d'ailleurs remarquer que l'énergie dégagée par le radium, mesurée par le dégagement de chaleur, est d'environ 118^{cal} par gramme de radium et par heure; cette énergie correspond à la formation d'environ 55^{cm^3} de gaz tonnant par heure; la production réelle de gaz tonnant dans une solution de sel de radium est très éloignée de cette valeur, et n'en constitue qu'environ 1 pour 100. D'après les expériences de M. Ramsay, l'utilisation de l'énergie de l'émanation pour la décomposition de l'eau est bien meilleure. On verra plus loin que l'émanation saturée qui est en équilibre avec un gramme de radium peut dégager en tout une quantité de chaleur égale à 11500^{cal} environ (§ 161), ce qui correspond à la formation de 5700^{cm^3} de gaz tonnant. Si l'émanation saturée de 4^{mg} de radium peut fournir 4^{cm^3} de ce gaz, l'énergie utilisée pour la réaction chimique constitue 17 pour 100 de l'énergie totale.

Il est facile de comprendre que la production de gaz tonnant,

---

[1] KERNBAUM, *Comptes rendus*, 1909.

observée pour les solutions de radium, ne se soit pas montrée la même dans tous les cas. En effet, cette production doit dépendre de la manière dont les rayons sont utilisés, elle dépend donc du dispositif expérimental employé. D'ailleurs, les gaz naissants peuvent être soit utilisés pour des réactions chimiques, soit partiellement recombinés, soit occlus dans le liquide à l'état de dissolution sursaturée; pour obtenir leur dégagement il est bon de faire bouillir le liquide, mais cette opération peut paraître dangereuse. Enfin il est possible que, même avec une absorption totale du rayonnement dans l'eau, l'énergie du rayonnement ne serait pas complètement utilisée pour la décomposition de celle-ci.

La décomposition de l'eau par l'action du polonium a été constatée par M. Curie et M. Debierne [1]; la décomposition, doit être attribuée en ce cas, à l'action des rayons α seulement.

Il n'est plus douteux que par l'action du radium on peut réaliser des réactions chimiques de nature diverse. On peut notamment utiliser l'émanation du radium, ce qui dispense de faire intervenir les propriétés chimiques des sels de radium. Des expériences à ce sujet ont été faites par MM. Ramsay et Cameron [2]; les effets suivants ont été observés :

Décomposition du gaz carbonique en carbone, oxygène et oxyde de carbone. Décomposition de l'oxyde de carbone en carbone et oxygène avec formation de gaz carbonique. Décomposition du gaz ammoniac en azote et hydrogène, limitée par la réaction inverse. Décomposition de l'acide chlorhydrique en chlore et hydrogène; nous avons vu que la réaction inverse se produit par l'action des rayons pénétrants. La décomposition de la vapeur d'eau à 130° sous l'action de l'émanation n'a pu être observée.

D'après MM. Ramsay et Cameron, la vitesse de réaction est proportionnelle à la quantité d'émanation présente, et diminue avec celle-ci en fonction du temps.

L'émanation du radium produit en présence de l'air des effets oxydants énergiques; le mercure est attaqué, et sa surface est rapidement ternie; il en est de même du cuivre. Les matières organiques sont oxydées. Les gaz extraits des solutions de sel de

---

(1) M. Curie et A. Debierne, *Comptes rendus*, 1910.

(2) Ramsay et Cameron, *Proc. Chem. Soc.*, 1907.

radium contiennent presque toujours des gaz carbonés qui proviennent probablement de l'oxydation de traces de matière organique ou de l'attaque de la graisse des robinets faisant partie de l'appareil. Il est possible que les phénomènes d'oxydation soient liés à la formation d'ozone.

157. **Dégagement d'hélium par les corps radioactifs.** — La présence constante de l'hélium dans les minéraux radioactifs est un fait qui avait été remarqué dès le début des recherches ayant en vue l'extraction des substances radioactives nouvelles. MM. Rutherford et Soddy, en formulant leur théorie de désintégration des éléments radioactifs, ont émis l'opinion que l'hélium peut constituer l'un des produits de cette désagrégation (1902). Peu de temps après, en 1903, MM. Ramsay et Soddy ont observé la production d'hélium en présence du radium, et cette découverte importante confirmée bientôt de divers côtés, a apporté un argument très sérieux en faveur de l'hypothèse d'après laquelle l'hélium se forme aux dépens du radium. Quelque temps après M. Debierne observait la production d'hélium par l'actinium. Les travaux qui ont été effectués sur les rayons α et qui sont dus principalement à M. Rutherford, ont prouvé que les particules α émises par les corps radioactifs sont probablement toutes de même nature et sont constituées par des atomes d'hélium portant des charges positives.

D'après cela l'hélium doit être un des produits de désagrégation de tous les éléments radioactifs qui émettent des particules α.

Les nouveaux moyens de recherche fournis par la découverte des corps fortement radioactifs ont ainsi permis de pénétrer dans un domaine entièrement nouveau de la Chimie, où nous assistons à la formation d'un élément chimique ordinaire. Ce cas remarquable est encore le seul qui soit connu jusqu'à présent avec certitude, mais on peut espérer que de nouvelles découvertes pourront se produire et augmenter nos connaissances relatives à la structure des atomes.

La première expérience de MM. Ramsay et Soddy [1] a été faite avec les gaz extraits d'une solution de 30^{mg} de bromure de radium, préparée depuis 3 mois; ces gaz ont été soumis à l'action

---

[1] Ramsay et Soddy, *Nature*, 1903; *Proc. Roy. Soc.*, 1903 et 1904.

du cuivre et de l'oxyde de cuivre au rouge, ce qui a pour effet d'absorber l'oxygène et l'hydrogène; la vapeur d'eau a été absorbée par de l'anhydride phosphorique; le gaz restant a été refoulé dans un tube capillaire communiquant avec un tube en U très petit; ce dernier étant immergé dans un bain d'air liquide, l'émanation s'y condensait ainsi que le gaz carbonique présent (*fig.* 71). En examinant alors le spectre du gaz dans le tube capillaire, on a pu observer la ligne jaune principale D_3 de l'hélium. En répétant cette expérience avec les gaz accumulés pendant 4 mois dans une solution de même teneur en radium, on a observé le spectre presque complet de l'hélium.

Dans d'autres expériences on utilisait l'émanation saturée de 50^{mg} de bromure de radium; cette émanation était transportée avec de l'oxygène dans un petit tube en U refroidi dans l'air liquide; on introduisait dans ce tube de l'oxygène, et l'on faisait le vide; finalement le vide était fait sur l'émanation condensée. Quand on retirait l'air liquide, le spectre observé tout d'abord n'indiquait pas la présence d'hélium; ce spectre présentait des raies inconnues qui ont été attribuées à l'émanation. Après 4 jours le spectre de l'hélium était apparu avec toutes ses lignes caractéristiques, indiquant que ce gaz s'était formé dans le tube qui contenait l'émanation.

Dans diverses expériences faites en vue de déterminer le volume de l'émanation, MM. Ramsay et Soddy ont pu observer la présence de l'hélium dans les gaz extraits de la solution du sel de radium. Un essai a été fait en vue de déterminer la quantité d'hélium obtenue; pour cela le spectre de l'hélium extrait de la solution de bromure de radium était comparé au spectre observé avec une quantité connue d'hélium contenu dans un tube semblable. MM. Ramsay et Soddy ont conclu que la quantité d'hélium formée était de 20^{mm^3} par gramme de radium et par an.

Les belles expériences de MM. Ramsay et Soddy ont été répétées par d'autres expérimentateurs, et le fait fondamental de la production d'hélium a été confirmé de divers côtés.

P. Curie et M. Dewar [1] ont placé $0^g,4$ de bromure de radium dans un tube de quartz et ont fait le vide parfait sur le sel en

---

[1] Curie et Dewar, *Comptes rendus*, 1904; *Chem. News*, 1904.

fusion. Le tube a été ensuite scellé sous le vide. Après 20 jours le spectre du gaz contenu dans le tube a été examiné par M. Deslandres qui a observé le spectre complet de l'hélium. La lumière émise par le tube donnait un spectre continu.

MM. Himstedt et Meyer ([1]) ont fait des expériences avec du radium enfermé dans le vide dans un tube scellé; l'apparition du spectre de l'hélium a été également observée dans leurs expériences.

M. Debierne ([2]) a opéré avec $0^g,1$ environ de bromure de radium. La solution de ce sel était contenue dans un vase de verre; on la faisait bouillir pour extraire les gaz formés. Un tube en U rempli de mercure (*fig.* 73) séparait la solution de l'appareil d'absorption. Le vide étant fait dans ce dernier, on laissait descendre le mercure, et on laissait pénétrer les gaz dans l'appareil qui contenait du cuivre et de l'oxyde de cuivre pour l'absorption de l'oxygène et de l'hydrogène, de l'anhydride phosphorique pour l'absorption de la vapeur d'eau, du lithium pour l'absorption de l'azote. Quand l'absorption était achevée, on laissait monter le mercure dans l'appareil d'absorption, et l'on refoulait le résidu gazeux non absorbé dans un tube capillaire sous forme de fourche; la moitié du gaz était réservée pour l'étude du spectre; l'autre moitié pour la mesure du volume. La production de gaz tonnant et d'hélium s'est montrée proportionnelle au temps. La production d'hélium par an et gramme de radium était évaluée à 33^{mm^3} environ. Ce nombre, supérieur à celui de MM. Ramsay et Soddy, est encore très inférieur à la valeur prévue par M. Rutherford, et il y a lieu de penser qu'en opérant avec des solutions on n'extrait qu'une partie de l'hélium produit, la plus grande partie restant occluse dans la paroi de verre du vase qui contient la solution.

M. Debierne a montré que l'actinium donne également lieu à un dégagement d'hélium. Le dégagement de gaz tonnant et d'hélium s'est montré régulier; la proportion d'hélium par rapport au gaz tonnant était moitié moindre que dans les expériences avec le radium.

M. Dewar ([3]) a fait une détermination de la quantité d'hélium

---

([1]) Himstedt et Meyer, *Ann. de Phys.*, 1904.

([2]) Debierne, *Comptes rendus*, 1905.

([3]) Dewar, *Proc. Roy. Soc.*, 1908 et 1910.

produite par le radium en un temps donné. L'expérience a été faite avec un sel solide. Il y a à cela un grand avantage, parce que l'émanation, au lieu de se répandre dans le récipient qui contient le radium, reste occluse dans le sel, et il en est de même de la plus grande partie de l'hélium produit, les particules α se trouvant émises dans la masse du sel et étant en forte proportion absorbées par celui-ci. En chauffant ensuite le sel on obtient le dégagement de l'hélium occlus. On employait 70^{mg} de chlorure de radium pur (poids atomique du métal, 226); ce sel était contenu dans une petite ampoule placée dans un récipient de verre muni d'un tube en U contenant un gramme de charbon de noix de coco; le récipient était aussi relié à une ampoule contenant une plus grande quantité de charbon. On faisait le vide dans tout l'appareil et l'on immergeait la plus grande des ampoules à charbon dans l'air liquide, pendant que l'ampoule à radium et la petite ampoule à charbon étaient chauffées; on obtenait ainsi après quelque temps un vide très parfait, et alors on séparait l'ampoule à charbon froide de l'appareil. La petite ampoule à charbon étant constamment maintenue dans un bain d'air liquide, pour déterminer l'absorption de gaz étrangers qui auraient pu se former, on mesurait l'augmentation de pression dans le récipient, en fonction du temps, l'ampoule à radium étant chauffée au rouge faible pour chaque observation afin de faciliter le dégagement de l'hélium occlus. Pendant un temps voisin de 40 jours une production continue d'hélium a été constatée. Cette production était régulière; elle était évaluée à $0^{mm^3},50$ par gramme de radium et par jour. La pureté du gaz a été contrôlée par l'apparence de son spectre; on n'y voyait, en dehors des raies de l'hélium, que celles du mercure, et l'on pouvait constater la présence d'une trace de gaz carbonique. Dans une autre expérience, la quantité d'hélium accumulée pendant 9 mois dans le sel de radium a été mesurée; le nombre obtenu correspond à une production d'hélium de $0^{mm^3},46$ par gramme de radium et par jour.

La production d'hélium par an et par gramme de radium, d'après les expériences de M. Dewar (environ 170^{mm^3}), est en accord avec la valeur 158^{mm^3}, prévue par M. Rutherford à la suite de la détermination expérimentale du nombre des particules α émises par le radium (§ 134). L'accord entre la théorie et

l'expérience pour des mesures aussi délicates est tout à fait remarquable.

La production d'hélium, étant considérée comme résultant de l'émission de particules α, doit être une propriété commune à toutes les substances radioactives qui donnent lieu à une telle émisssion. Cette production a été récemment mise en évidence pour le polonium (1). Le polonium était en solution, et les particules α émises étaient presque entièrement absorbées dans le liquide. L'hélium contenu dans les gaz dégagés était séparé par la méthode de M. Debierne. Le volume d'hélium obtenu ($1^{mm^3},3$) était en bon accord avec celui qu'on pouvait prévoir d'après l'activité du produit.

M. Soddy (2) a réussi à prouver la production d'hélium par l'uranium et le thorium. Cette production est nécessairement très faible, ainsi qu'on peut en juger d'après l'émission de rayons α par l'uranium et le radium. En comparant l'activité de ces deux éléments dans des conditions où la couche radiante est assez mince pour ne pas donner lieu à une absorption appréciable, on trouve que l'ionisation produite par le rayonnement α d'un gramme de radium au minimum d'activité est à l'ionisation produite par le rayonnement d'un gramme d'uranium dans le rapport $1,3.10^6$. Les parcours des particules α du radium et de l'uranium étant peu différents, ce nombre mesure aussi le rapport des nombres des particules α émises pendant le même temps. Par conséquent un gramme d'uranium émet par an une quantité d'hélium $5,2.10^6$ fois plus petite que celle qui est émise par un gramme de radium en équilibre radioactif, soit environ 3.10^{-8} centimètre cube. Le dispositif expérimental permettant de voir une quantité d'hélium égale à 10^{-6} centimètre cube, la production d'hélium devait pouvoir être décelée en quelques mois avec la quantité de matière employée, égale à 350^g environ. Pour le thorium on peut prévoir une production du même ordre.

La solution d'uranium ou de thorium était enfermée dans un récipient dans lequel on avait fait un vide aussi parfait que possible; on faisait bouillir la solution pour en chasser les gaz; les gaz autres que ceux de la famille de l'argon étaient absorbés par le calcium

(1) Mme Curie et A. Debierne, *Comptes rendus*, 1910.
(2) Soddy, *Nature*, 1908.

porté à une température voisine de celle de la volatilisation. On a constaté qu'après 35 jours on ne pouvait encore apercevoir les raies de l'hélium dans le spectre du résidu gazeux provenant de la solution de thorium, mais après 203 jours on observait dans ce spectre la présence de la raie jaune de l'hélium avec les raies très fortes de l'argon. La production d'hélium par le thorium était évaluée comme étant de l'ordre de 2.10^{-12} gramme d'hélium par gramme de thorium et par an. En employant 1850^{g} d'uranium (4^{kg} de nitrate d'urane), M. Soddy a trouvé que l'hélium peut être observé après 27 jours mais non après 12 jours d'accumulation; la production était évaluée d'après cela à 2.10^{-12} gramme d'hélium par gramme d'uranium et par an. Les nombres trouvés sont du même ordre que le nombre prévu qui est égal à $5,3.10^{-12}$ gramme d'hélium par gramme d'uranium et par an.

La production d'hélium par des atomes radioactifs variés prouve que l'atome d'hélium est probablement l'un des constituants fréquents des atomes plus complexes, l'un des éléments qui entrent dans la constitution des édifices atomiques. On peut d'ailleurs remarquer que la différence de 4 unités se rencontre fréquemment entre deux poids atomiques.

La destruction de l'atome de radium est accompagnée de l'émission de 4 faisceaux de particules α qui contiennent probablement le même nombre de particules. Ces 4 faisceaux correspondent aux 4 transformations atomiques successives de l'atome de radium en atome d'émanation, de radium A et de radium C. La série de ces transformations rapides est suivie de la formation de polonium qui émet aussi des particules α et qui en se détruisant ne laisse aucun résidu actif. Il est donc possible que la série des transformations du radium s'arrête à une matière inactive qui résulte du polonium. Si l'on admet que la destruction de chacun des atomes intermédiaires comporte l'émission d'une seule particule α et qu'aucun autre fragment d'atome n'est détaché, alors la différence entre les poids atomiques du radium et de l'atome résultant est égale à $4 \times 5 = 20$; cet atome aurait donc un poids égal à $226,5 - 20 = 206,5$. M. Rutherford a supposé que l'atome résultant pourrait être le plomb, dont la présence dans les minéraux radioactifs peut toujours être constatée.

Le poids atomique de l'uranium est 239; on verra plus loin que,

selon toute probabilité, le radium dérive de l'uranium par une série de transformations atomiques. La différence entre les poids atomiques de ces corps étant 12,5, la transformation peut se faire par l'émission de trois particules α. On sait actuellement que le parent direct du radium, l'ionium, émet des rayons α; l'uranium en émet également; mais on ne sait pas quelle est la provenance de la troisième particule. Il est possible que l'atome d'uranium émette deux particules α lors de sa destruction, et cette supposition est d'accord avec l'activité relative de l'uranium dans les minéraux (§ 212). Toutefois, il est possible aussi que l'uranium contienne un élément radioactif dérivant de lui et très voisin par ses propriétés chimiques, et que l'une des particules α soit attribuable à cet élément.

158. **Essais de transformations atomiques par l'action des corps radioactifs.** — A la suite des belles recherches de M. Ramsay sur la production d'hélium par le radium, plusieurs autres expériences ont été faites par le même savant, en collaboration avec M. Cameron, pour examiner si d'autres éléments que l'hélium pouvaient être produits. Les résultats obtenus semblaient extrêmement importants, toutefois ils n'ont pas été confirmés et ne peuvent être considérés comme établis.

MM. Ramsay et Cameron [1] ont étudié l'action de l'émanation du radium sur l'eau pure et sur les solutions des sels de cuivre. Ils ont cru pouvoir conclure de leurs expériences qu'en présence de l'eau, l'émanation ne forme pas d'hélium, mais seulement du néon, et qu'en présence de solutions de sels de cuivre il ne se forme pas d'hélium, mais surtout de l'argon avec un peu de néon. De plus, en présence du cuivre il y aurait formation de petites quantités de métaux alcalins : sodium, potassium et lithium. MM. Ramsay et Cameron avaient admis que dans ces conditions on ne saurait considérer l'hélium comme résultant de la projection de particules α, et que l'émanation se détruit d'une manière qui dépend des corps avec lesquels elle se trouve en présence; suivant le degré de sa *dégradation* elle peut produire de l'argon, du néon ou de l'hélium. La dégradation est d'autant moins complète que le travail chi-

---

[1] Ramsay et Cameron, *Chem. Soc.*, 1907; *Nature*, 1907.

mique demandé à l'émanation est plus grand; en agissant sur le cuivre, l'émanation lui fait subir une dégradation en éléments de sa famille, de poids atomique inférieur : potassium, sodium, lithium.

Les résultats signalés paraissaient d'une importance fondamentale. En effet, dans la manière de voir généralement admise, l'hélium était produit par l'émanation du radium indépendamment de toute intervention de l'expérimentateur, et son identité avec les particules α paraissait très probable bien qu'elle ne fût pas encore démontrée d'une manière aussi probante qu'actuellement. La conception de MM. Ramsay et Cameron était contraire à l'opinion généralement établie au sujet des phénomènes radioactifs, d'après laquelle ces phénomènes ne semblaient pas pouvoir être influencés par les conditions de l'expérience et semblaient échapper totalement à l'influence de toute intervention étrangère. Il était donc très important de décider si les phénomènes signalés avaient lieu effectivement, car leur confirmation nécessitait un changement profond des théories de la radioactivité.

Voici en quoi consistent les expériences principales :

1° *Action de l'émanation du radium sur les solutions des sels de cuivre.* — Une solution de sel de cuivre (sulfate ou azotate) est placée dans un petit ballon de verre dans lequel on introduit une forte quantité d'émanation qu'on laisse s'y détruire spontanément. Ensuite on sépare le cuivre; la solution restante est évaporée à sec et l'on examine le résidu. Les mêmes opérations sont effectuées avec une solution du même sel de cuivre qui n'a pas subi l'action de l'émanation. Les expériences ont été répétées plusieurs fois. Le résidu consistait surtout en sel de sodium (avec un peu de potassium et de calcium); dans les quatre expériences décrites, où l'on a fait agir l'émanation, la présence du lithium était observée à l'aide du spectroscope; dans les expériences témoins, le résidu était notablement inférieur, et l'on ne constatait pas la présence du lithium. MM. Ramsay et Cameron ont fait un essai de détermination de la quantité de lithium observée et ont indiqué la présence d'environ $0^{mg},00017$ de lithium dans le résidu qui pesait $1^{mg},67$ pour $0^{g},27$ de cuivre employé ($0^{g},815$ d'azotate de cuivre), tandis que dans l'expérience témoin correspondante le résidu était seulement de $0^{mg},79$.

2° *Gaz obtenus par l'action de l'émanation sur l'eau et sur d'autres liquides.* — Les expériences étaient faites dans un ballon de quartz de 5^{cm} à 6^{cm} de volume. L'émanation était introduite dans ce ballon avec de l'hydrogène; le ballon étant plongé dans un bain d'air liquide, on enlevait l'hydrogène et l'hélium en faisant le vide parfait, tandis que l'émanation restait condensée. Le ballon était alors fermé, et on laissait l'action se produire; après quelque temps on extrayait les gaz formés et on les examinait. Quand le liquide employé est l'eau, la composition des gaz est, par exemple, la suivante :

	cm^3
H^2	8,84
O^2	3,51
$Az + CO^2$	0,29
	12,64

La partie du gaz considérée comme étant principalement de l'azote était soumise à l'absorption par le charbon refroidi dans un bain d'air liquide. Le résidu gazeux obtenu donnait le spectre de l'hélium et du néon, les deux gaz étant en quantité comparable et occupant un volume de $0^{mm^3},8$. L'argon était certainement présent dans le gaz avant l'absorption, mais comme MM. Ramsay et Cameron ne pensaient pas avoir pu éviter complètement toute rentrée d'air dans l'appareil d'expérience, ils n'attachaient pas d'importance à la présence de ce gaz qui est relativement abondant dans l'atmosphère. Par contre ils considéraient comme certain que le néon est produit par l'émanation. Avec des liquides autres que l'eau la présence de néon n'a pu être constatée. Dans les gaz extraits des solutions de sels de radium on constatait la présence d'hélium et de néon.

Des expériences ont été faites en vue de vérifier les résultats de MM. Cameron et Ramsay. Si en présence du radium, le cuivre donne lieu à la formation de lithium, on peut espérer de trouver du lithium dans les minéraux du radium qui contiennent du cuivre. Les recherches faites à ce sujet ont mis en évidence la présence du lithium dans les minéraux radioactifs [1], [2] (chalcolite, autunite,

---

[1] M. Coy, *Nature*, 1907.

[2] E. Gleditsch, *Comptes rendus*, 1907 et 1908.

pechblende, etc.). Toutefois en dosant le lithium dans les minéraux au moyen du spectrocope, on ne constate aucune relation entre les proportions de cuivre, de radium et de lithium; de plus la gangue dans laquelle se trouvent les cristaux est souvent plus riche en lithium que le minéral lui-même; si donc le lithium est présent à l'état de trace, on ne peut affirmer que cette trace n'appartient pas à la gangue plutôt qu'au minerai. On constate, par exemple, que la thorite qui ne contient presque pas de cuivre contient beaucoup de lithium, que l'autunite qui ne contient pas de cuivre contient incontestablement du lithium; il en est de même de la gummite. La chalcolite contient beaucoup de cuivre, et à peine une trace de lithium qui peut provenir de la gangue. Ces résultats n'apportent donc aucune confirmation des expériences de M. Ramsay.

En collaboration avec Mlle Gleditsch, j'ai cherché à reproduire les expériences de MM. Ramsay et Cameron sur les solutions des sels de cuivre dans des conditions de sécurité aussi grandes que possible ([1]). L'expérience est, en effet, délicate et comporte plusieurs causes d'erreur dont la principale est l'emploi d'un vase de verre, ainsi que M. Ramsay l'a fait remarquer lui-même.

Nos expériences préliminaires ont montré qu'il est extrêmement difficile d'avoir des produits chimiques exempts de lithium. On en trouve dans l'eau distillée, dans presque tous les réactifs; si un réactif n'en contient pas et qu'on le laisse séjourner dans un vase de verre, il en contient des traces après quelque temps. L'expérience suivante a été faite : l'eau qui a été distillée dans un alambic en platine et conservée dans une bouteille de platine ne laisse aucun résidu visible après évaporation de 250^{cm^3} dans une capsule de platine, et la dernière goutte résultant de la concentration ne donne pas le spectre du lithium. Mais si de l'eau obtenue de la même manière est conservée dans un flacon de verre pendant 24 heures, on peut constater après évaporation l'existence d'un petit résidu constitué principalement par un sel de sodium, mais contenant aussi une trace de lithium.

Il était indispensable de remplacer le verre par une autre matière. Cependant il est également dangereux d'employer le quartz, parce que les vases de quartz du commerce contiennent

---

([1]) M. Curie et E. Gleditsch, *Comptes rendus*, 1908.

du lithium. Quand on traite par de l'acide fluorhydrique exempt de lithium un débris d'une capsule de quartz opaque et un morceau d'un tube de quartz transparent, on obtient un résidu qui contient du lithium en proportion notable; le quartz transparent en contient bien plus que le quartz opaque.

L'expérience a donc été faite dans un récipient en platine, et le dispositif expérimental était tel que la solution de sel de cuivre ne se trouvait à aucun moment en contact avec le verre de l'appareil. L'eau et les acides nécessaires pour l'expérience étaient redistillés dans un alambic en platine et conservés dans des bouteilles en platine. Le sel de cuivre a été soigneusement purifié par cristallisation, afin d'éliminer autant que possible le lithium qui s'y trouve toujours en quantité notable. L'émanation utilisée était fournie par une solution contenant $0^g,19$ de radium, et l'émanation introduite dans l'appareil était mesurée directement par le rayonnement pénétrant du récipient. Le volume du récipient était de 13^{cm^3}, et le volume de la solution de sulfate de cuivre était de $\frac{7}{7}^{cm^3}$. Deux expériences ont été faites, en même temps que deux expériences témoins sur une solution qui n'a pas subi l'action de l'émanation. Après l'expérience, le cuivre était séparé; le résidu de l'évaporation du liquide était pesé et étudié au spectroscope. Bien que la quantité de cuivre employée ait été voisine de celle employée par M. Ramsay, et que la quantité d'émanation utilisée ait aussi été approximativement la même, les résidus finalement obtenus ont été beaucoup plus faibles ($0^g,0004$ et $0^g,0005$ pour les expériences directes et de $0^g,0003$ et $0^g,0002$ pour les expériences témoins). L'examen spectroscopique a montré que le résidu contient principalement du sodium et un peu de potassium; la présence de lithium n'a pu être constatée. Par comparaison avec des solutions contenant du lithium en proportion connue, on a pu juger que la quantité de métal lithium présente était inférieure à $0,6.10^{-4}$ milligramme. Avec les mêmes quantités de cuivre et d'émanation, MM. Ramsay et Cameron ont indiqué la présence de $1,7.10^{-4}$ milligramme de lithium. La différence des poids des résidus obtenus par nous dans les expériences directes et les expériences témoins est très faible ($0^{mg},1$ à $0^{mg},3$); elle s'explique probablement par le fait que, dans l'expérience faite avec l'émanation, la rentrée de celle-ci peut amener l'introduction de traces de matières étran-

gères. Dans l'expérience la plus complète de MM. Ramsay et Cameron cette même différence est $0^{mg},88$ et peut être attribuée à l'attaque plus énergique du verre par la solution en présence de l'émanation. Les résultats de MM. Ramsay et Cameron n'ont donc pas été confirmés et doivent être attribués à l'attaque des vases sous l'action de l'émanation.

MM. Rutherford et Royds [1] ont entrepris l'examen des gaz qui se forment dans un récipient contenant de l'eau et de l'émanation du radium. La principale cause d'erreur, relativement à la production de néon, consiste en ce fait que le néon se trouve en petite proportion dans l'air atmosphérique; la réaction spectrale du néon dans le mélange des gaz inertes de l'air n'est pas sensible parce que son spectre est masqué par celui de l'argon; mais quand l'argon est absorbé par le charbon à la température de l'air liquide, la sensibilité de la réaction spectrale du néon est considérablement augmentée. Une expérience directe a montré qu'on peut découvrir le néon provenant de l'introduction dans l'appareil d'expérience de $\frac{1}{15}$ de centimètre cube d'air, et qu'avec le néon provenant de $\frac{1}{3}$ de centimètre cube d'air on obtient le spectre presque complet et brillant. La quantité de néon qui peut être observée représente 10^{-6} centimètre cube.

Les expériences étaient faites avec 2^{cm^3} d'eau dans un ballon de verre de 4^{cm^3} de volume. Le vide parfait étant fait sur l'eau congelée, on introduisait dans le ballon l'émanation purifiée de $0^g,150$ de radium. Après 3 jours on plongeait le ballon dans l'air liquide, et l'on séparait les gaz non condensables dont le volume était environ 4^{cm^3}. L'hydrogène était éliminé par explosion avec de l'oxygène introduit en faible quantité; le résidu gazeux privé de gaz condensables, au moyen de charbon maintenu à la température de l'air liquide, était examiné au spectroscope; ce résidu était constitué par de l'hélium, et aucune raie du néon n'était observée. En introduisant alors dans l'appareil le résidu gazeux de $0^{cm^3},1$ d'air après absorption par le charbon, on constatait que, dans le mélange d'hélium et de néon, les spectres des deux gaz étaient visibles avec un éclat comparable, ce qui prouve que la présence de l'hélium ne masque pas celle du néon.

---

[1] Rutherford et Royds, *Phil. Mag.*, 1908.

MM. Rutherford et Royds ont conclu de leurs expériences que la quantité de néon qui pouvait être présente avec l'hélium était certainement inférieure à 1 pour 100 du volume gazeux. Ils n'ont pas constaté non plus la présence de néon dans les gaz provenant d'une solution de $0^g,2$ de radium dans l'eau, et ils ont attribué les résultats obtenus par MM. Cameron et Ramsay à la rentrée d'air dans leur appareil d'expérience.

Dans plusieurs expériences, faites sur les gaz extraits des solutions de sel de radium, M. Debierne n'a jamais observé la présence du néon dans le résidu gazeux obtenu après absorption des gaz autres que l'hélium. L'appareil utilisé ne comportait pas de robinets dans sa partie essentielle, et quand le vide avait été fait très complètement, aucune rentrée d'air n'était possible ni pendant l'accumulation, ni pendant l'absorption des gaz.

Ces expériences montrent qu'il est très difficile de prouver la production dans l'appareil d'expériences de l'un des gaz inertes qui se trouvent dans l'atmosphère.

A la suite d'expériences plus récentes, MM. Ramsay et Gray ont annoncé la production de gaz carbonés dans des solutions de sels de thorium, de zirconium, etc., soumises à l'action de l'émanation du radium [1]. La production de gaz carbonés ayant toujours lieu en présence de l'émanation et de traces de matières organiques, il est difficile de prouver que le carbone a été produit par une transformation atomique.

En résumé, on peut considérer qu'il n'y a pas encore actuellement de raisons suffisantes pour admettre que la formation de certains éléments puisse être provoquée à volonté en présence de corps radioactifs. La production d'hélium reste acquise; mais elle est reliée à une propriété essentielle des éléments radioactifs et n'est pas influencée par l'intervention de l'expérimentateur.

159. **Effets physiologiques.** — Les rayons du radium exercent une action sur l'épiderme. Cette action a été d'abord observée par M. Walkhoff [2] et confirmée ensuite par M. Giesel [3] par H. Becquerel et P. Curie [4].

---

(1) Ramsay et Gray, *Chem. Soc.*, 1907.
(2) Walkhoff, *Phot. Rundschau*, 1900.
(3) Giesel, *Ber. d. d. chem. Gesell.*, t. XXIII.
(4) Becquerel et Curie, *Comptes rendus*, t. CXXXII.

Si l'on place sur la peau une capsule en celluloïd ou en caoutchouc mince, renfermant un sel de radium très actif, et qu'on l'y laisse pendant quelque temps, une rougeur se produit sur la peau, soit de suite, soit au bout d'un temps qui est d'autant plus long que l'action a été plus faible et moins prolongée; cette tache rouge apparaît à l'endroit qui a été exposé à l'action; l'altération locale de la peau se manifeste et évolue comme une brûlure; dans certains cas il se forme une ampoule. Si l'exposition a été prolongée, il se produit une ulcération très longue à guérir. Dans une expérience, P. Curie a fait agir sur son bras un produit radiant relativement peu actif pendant 10 heures; la rougeur se manifesta de suite, et il se forma plus tard une plaie qui mit 4 mois à guérir; l'épiderme a été détruit localement et n'a pu se reconstituer à l'état sain que lentement et péniblement avec formation d'une cicatrice très marquée. Une brûlure au radium avec exposition d'une demi-heure apparut au bout de 15 jours, forma une ampoule et guérit en 15 jours. Une autre brûlure, faite avec une exposition de 8 minutes seulement, occasionna une tache rouge qui apparut au bout de 2 mois seulement, et son effet fut insignifiant.

L'action du radium sur la peau peut se produire à travers les métaux, mais elle est affaiblie. Pour se garantir de l'action, il faut éviter de garder trop longtemps le radium sur soi autrement qu'enveloppé dans une feuille de plomb. Les brûlures complètement guéries peuvent laisser subsister des taches rouges qui de temps en temps redeviennent sensibles, ainsi que cela m'est arrivé. Les extrémités des doigts peuvent devenir rouges et douloureuses et subir la desquamation.

Aussitôt après la découverte de l'action physiologique des rayons du radium, on a cherché à en réaliser des applications médicales. Les premiers essais à ce sujet ont été faits par le Dr Danlos, à l'hôpital Saint-Louis, en vue d'utiliser les rayons du radium, comme procédé de traitement de certaines maladies de la peau, procédé comparable au traitement par les rayons Röntgen ou la lumière ultraviolette. Le radium donne à ce point de vue de très bons résultats; son action est plus profonde que celle de la lumière, et son emploi est plus facile que celui de la lumière ou des rayons Röntgen. L'étude des conditions de l'application est nécessairement un peu longue, parce qu'on ne peut se rendre compte immédiatement de l'effet de l'application.

M. Giesel a remarqué l'action du radium sur les feuilles des plantes. Les feuilles soumises à l'action jaunissent et s'effritent.

M. Giesel a également découvert l'action des rayons du radium sur l'œil (1). Quand on place dans l'obscurité un produit radiant au voisinage de la paupière fermée ou de la tempe, on a la sensation d'une lumière qui remplit l'œil. Ce phénomène a été étudié par MM. Himstedt et Nagel (2). Ces physiciens ont montré que tous les milieux de l'œil deviennent fluorescents par l'action du radium, et c'est ce qui explique la sensation de lumière perçue. Les aveugles, chez lesquels la rétine est intacte, sont sensibles à l'action du radium, tandis que ceux dont la rétine est malade n'éprouvent pas la sensation lumineuse due aux rayons.

Les rayons du radium empêchent ou entravent le développement des colonies microbiennes, mais cette action n'est pas intense (3).

Les rayons du radium agissent énergiquement sur la moelle et sur le cerveau. Après une action d'une heure, des paralysies se produisent chez les animaux soumis aux expériences, et ceux-ci meurent généralement au bout de quelques jours (4).

M. Bohn (5) a montré que l'action des rayons se produit surtout sur les tissus en voie de formation.

L'émanation du radium à forte dose introduite dans les poumons des animaux produit des effets toxiques (6). Mais l'émanation à faible dose peut produire des effets stimulants, ainsi que cela a été constaté dans le cas du développement des têtards. On a constaté de même que les rayons émis par le radium peuvent exercer une action stimulante sur la respiration des plantes.

La littérature relative aux effets physiologiques du radium est déjà considérable, et il ne serait pas possible de décrire ici tous les résultats obtenus. Au point de vue des applications médicales les recherches effectuées sont également très nombreuses, et il

---

(1) Giesel. *Naturforscherversammlung*, München, 1899.
(2) Himstedt et Nagel, *Ann. der Physik*, t. IV, 1901.
(3) Aschkinass et Caspari, *Ann. der Physik*, t. VI, 1901, p. 570.
(4) Danysz. *Comptes rendus*, 16 février 1903.
(5) Bohn. *Comptes rendus*, 1903.
(6) Bouchard, Curie, Balthazard. *Comptes rendus*, 1904.

n'est pas douteux que le radium peut rendre en ce sens des services importants. Les résultats les mieux établis et couramment obtenus sont ceux relatifs au traitement des cancers superficiels, des lupus, des taches de lie de vin, des granulations des paupières.

CHAPITRE XI.

DÉGAGEMENT DE CHALEUR PAR LES SUBSTANCES RADIOACTIVES.

160. Dégagement de chaleur par le radium en équilibre radioactif. Méthodes de mesures. — Le dégagement de chaleur par les substances radioactives et, en particulier, par le radium est un des phénomènes les plus importants observés avec ces substances. La découverte de ce dégagement de chaleur et l'ordre de grandeur du débit de chaleur dans le cas de radium ont fourni une preuve directe de ce fait qu'une quantité considérable d'énergie est mise en jeu dans des phénomènes de la radioactivité.

La découverte du dégagement de chaleur par les sels de radium a été faite par P. Curie en collaboration avec M. Laborde [1], au courant de recherches relatives à l'effet balistique des rayons pénétrants du radium. Le dispositif expérimental était constitué par une boîte en plomb à trois compartiments; dans le compartiment du milieu était suspendu, au moyen d'un fil très fin, un levier portant à l'une de ses extrémités une palette en plomb, et à l'autre un contrepoids. L'ampoule à radium, introduite alternativement dans l'un des compartiments voisins, agissait sur la palette au travers d'une fenêtre percée dans la cloison de séparation et fermée par une feuille d'aluminium mince. Les effets observés n'étaient pas ceux que l'on comptait observer; les mouvements du levier étaient irréguliers et absolument analogues à ceux qu'on aurait obtenus par l'approche d'un corps plus chaud que le milieu extérieur, et cela malgré les précautions prises pour éviter des effets de ce genre. Il semblait donc utile de s'assurer par une expérience directe si l'ampoule à radium constituait une source de chaleur

[1] Curie et Laborde. *Comptes rendus*, 1903.

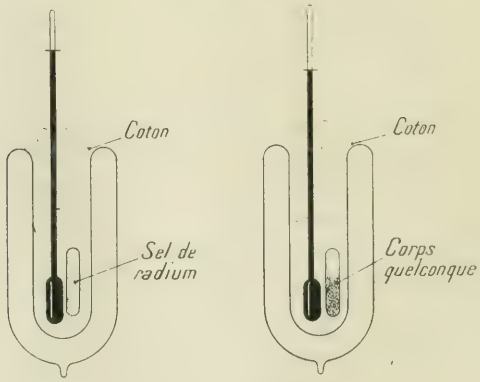
Le dispositif expérimental était organisé en vue de mesurer une différence de température de 0°,01 ; mais on s'aperçut aussitôt que le phénomène était bien plus important qu'on ne l'avait prévu, et l'on a été amené à réduire la sensibilité de l'appareil.

Voici la description du premier dispositif expérimental : deux petites ampoules de verre étaient placées dans deux vases de verre plus grands, dans lesquels elles étaient maintenues par des bouchons. L'une des ampoules contenait 1g de chlorure de baryum radifère dont la teneur en chlorure de radium était environ 17 pour 100; l'autre ampoule contenait du sel de baryum; les deux soudures d'un couple thermo-électrique pénétraient dans les deux ampoules. Les vases de verre étaient installés dans une caisse de plomb contenue dans une caisse de bois, bourrée de coton. Quand l'équilibre de température était établi, le couple thermo-électrique indiquait un excès de température de 1°,5 dans l'ampoule à radium.

Il était ainsi prouvé qu'un *sel de radium donne lieu à un dégagement de chaleur spontané et continu.*

Le dégagement de chaleur par le radium a pour effet de maintenir les sels de radium à une température plus élevée que la température ambiante; mais l'excès de température dépend de l'isolement thermique de la substance. Cet excès de température peut

Fig. 148.



être mis en évidence par une expérience grossière faite au moyen de deux thermomètres à mercure ordinaires (*fig.* 148). On utilise

deux vases isolateurs thermiques à vide, identiques entre eux. Dans l'un des vases on place une ampoule de verre contenant plusieurs décigrammes de sel de radium pur; dans le deuxième vase on place une autre ampoule de verre toute pareille qui contient une substance inactive quelconque, par exemple du chlorure de baryum. La température de chaque enceinte est indiquée par un thermomètre dont le réservoir est placé au voisinage immédiat de l'ampoule. L'ouverture des isolateurs est fermée par du coton. Quand l'équilibre de température est établi, le thermomètre qui se trouve dans le même vase que le radium indique constamment une température supérieure à celle indiquée par l'autre thermomètre; l'excès de température observé était de 3 degrés. Dans une expérience analogue faite avec 1^g de bromure de radium, M. Giesel a observé un excès de température stationnaire de 5 degrés.

La donnée expérimentale importante à connaître est le *débit de chaleur par unité de masse de radium et par unité de temps.*

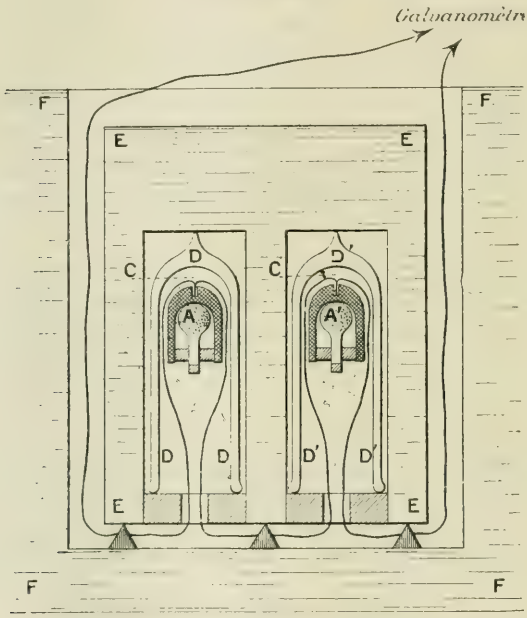
P. Curie et M. Laborde ont entrepris une détermination de ce débit de chaleur. L'expérience a été faite par deux méthodes différentes :

1° La première méthode est basée sur l'emploi du premier dispositif expérimental perfectionné (*fig.* 149). Les ampoules se trouvaient dans des cavités ménagées dans des blocs de laiton, lesquels étaient placés à l'intérieur de vases isolateurs à vide installés dans un vase plein d'eau; ce vase était placé dans une enveloppe de calorimètre remplie d'eau. Un certain excès de température étant établi entre les deux ampoules, on enlevait le radium et on le remplaçait par une spirale de fil chauffée au moyen d'un courant électrique dont l'intensité était réglée de manière à obtenir le même excès de température que dans le cas précédent. La quantité de chaleur dégagée par 1^g de chlorure de baryum radifère contenant 17 pour 100 de chlorure de radium était de 14 calories par heure.

2° La deuxième méthode consistait à évaluer la quantité de chaleur dégagée par le radium à l'aide du calorimètre à glace de Bunsen (*fig.* 150). En plaçant dans ce calorimètre une ampoule de verre qui contient le sel de radium, et qui a été préalablement refroidie dans la glace fondante, on constate un apport continu

de chaleur qui s'arrête quand on éloigne le radium. Le calorimètre à glace était installé dans un vase isolateur à vide, rempli de glace fondante et protégé lui-même de l'extérieur contre la perte de chaleur. Le déplacement de la colonne de mercure était de l'ordre de 1^{cm} pour 5^{cal}, et l'on observait des déplacements de quelques centimètres pendant une heure. L'équilibre du calori-

Fig. 149.



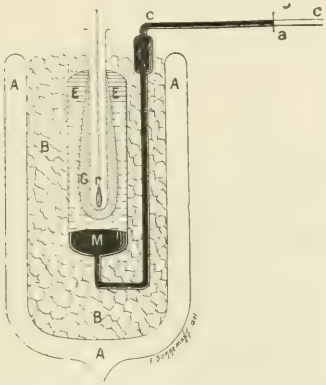
mètre doit être observé avant et après chaque expérience; si l'eau contenue dans le vase isolateur et celle contenue dans le calorimètre n'est pas absolument pure, on observe un mouvement continu de la colonne dans le tube capillaire; il est nécessaire de réduire ce mouvement au minimum et d'en tenir compte.

Quand on a mesuré à l'aide du calorimètre à glace la chaleur dégagée par un sel de radium contenu dans une ampoule de verre, certains rayons pénétrants du radium traversent l'ampoule et le calorimètre sans y être absorbés. Pour voir si ces rayons emportent une quantité d'énergie appréciable, on faisait une mesure en entourant l'ampoule d'une feuille de plomb de 2^{mm}

d'épaisseur; dans ces conditions, le dégagement de chaleur était augmenté de 4 pour 100 environ de sa valeur; l'énergie émise par le radium sous forme de rayons pénétrants ne semblait donc nullement négligeable.

Voici les résultats obtenus avec du radium préparé depuis longtemps et ayant atteint l'équilibre radioactif; l'ampoule était entourée d'une feuille de plomb de 2^{mm} à 3^{mm} d'épaisseur; on utilisait $0^{g},415$ de bromure de radium. Le dégagement de chaleur observé était de $24^{cal},1$ par heure, soit 58^{cal} par gramme de bromure et heure, et 98^{cal} par gramme de radium et heure.

Fig. 150.



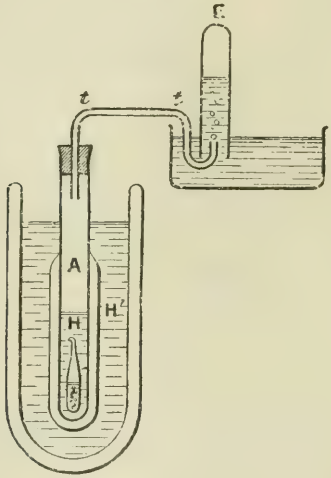
3° Une troisième méthode de mesures a été employée par P. Curie et M. Dewar (¹); elle consiste à utiliser la chaleur dégagée pour faire bouillir un gaz liquéfié sous la pression atmosphérique, et à mesurer le volume de gaz qui se dégage. Les gaz essayés sont : l'oxygène liquide (— 180°), l'hydrogène liquide (— 252°), l'éthylène et l'azote. L'hydrogène liquide convient particulièrement bien pour réaliser l'expérience. Une éprouvette A, entourée d'un isolateur thermique à vide, contient de l'hydrogène liquide H (*fig.* 151); elle est munie d'un tube de dégagement *t* qui permet de recueillir le gaz dans une éprouvette graduée E remplie d'eau. L'éprouvette A et son isolateur plongent dans un bain d'hydrogène liquide H'. Dans ces conditions aucun dégagement gazeux ne se produit dans l'éprouvette A. Lorsqu'on introduit, dans l'hydro-

(¹) CURIE et DEWAR, *Proc. Roy. Inst.*, 1904.

gène liquide contenu dans cette éprouvette, une ampoule qui contient un sel de radium, il se fait un dégagement continu de gaz; avec la quantité de sel utilisée on recueillait 73^{cm^3} de gaz par minute.

La chaleur fournie au gaz est égale à Lm, si l'on désigne par m la masse de gaz dégagé et par L sa chaleur latente de vaporisation à la température de l'expérience. On détermine la chaleur latente L en laissant tomber dans le calorimètre un corps étalon, par exemple une petite masse de plomb ($0^g,5$). La chaleur spéci-

Fig. 151.



fique du plomb varie peu avec la température et peut être considérée comme une fonction linéaire de celle-ci. Sa valeur moyenne, 0,0295, déterminée directement pour l'écart de température de — 185° à 15°, est peu différente de sa valeur moyenne entre 18° et 100° qui est égale à 0,0308. La température du gaz liquéfié peut être contrôlée au moyen d'un couple étalonné avec un thermomètre à air.

Voici les volumes de gaz formés par calorie et mesurés dans les conditions normales de température et de pression :

	$^{cm^3}$
Éthylène	7
Oxygène	13,2
Hydrogène	88,9
Azote	15,9

L'expérience avec l'hydrogène offre la plus grande sensibilité. A défaut d'hydrogène ou d'oxygène pur on peut employer l'air liquide ayant longtemps bouilli, et dont la température est — 185°.

Certaines causes d'erreur peuvent intervenir : des gouttelettes liquides entraînées peuvent se vaporiser dans l'éprouvette et augmenter le volume du gaz mesuré; ou, au contraire, il peut y avoir condensation de gaz dans le calorimètre A, si la température du liquide intérieur est plus élevée que celle du liquide extérieur.

Des expériences faites avec $0^g,42$ de bromure de radium ont donné les résultats suivants :

	Calories à l'heure.	
Calorimètre à oxygène liquide.....	22,8	(CURIE et DEWAR)
Calorimètre à hydrogène liquide.....	31,6	» »
Calorimètre à glace.....	24,1	(CURIE et LABORDE)

Le nombre élevé fourni par le calorimètre à hydrogène a été attribué à un effet d'entraînement de gouttelettes, le calorimètre ayant eu des dimensions trop petites. Les nombres obtenus pour les calorimètres à glace et à oxygène sont de 98^{cal} et 93^{cal} par gramme de radium et par heure.

On pouvait conclure de l'ensemble de ces expériences que la quantité de chaleur dégagée par gramme de radium et par heure est voisine de 100^{cal}. D'après cela un gramme de radium dégage pendant chaque heure une quantité de chaleur supérieure à celle qui est nécessaire pour fondre son poids de glace. Un atome-gramme de radium (226^g) dégage en une heure une quantité de chaleur comparable à celle qui est produite par la combustion d'un atome-gramme d'hydrogène. P. Curie a fait remarquer qu'un débit de chaleur aussi considérable ne saurait être expliqué par aucune réaction chimique ordinaire, et cela d'autant plus que l'état du radium semble rester le même pendant des années. On peut plutôt attribuer le dégagement de chaleur à une transformation de l'atome de radium lui-même, transformation nécessairement très lente, et l'on a ainsi une raison expérimentale pour penser que les quantités d'énergie mises en jeu dans la formation et dans la transformation des atomes sont considérables et dépassent tout ce qui nous est connu.

Les mesures du dégagement de chaleur par le radium aux basses températures offrent un intérêt particulier; elles montrent que le débit de chaleur est sensiblement le même à la température ordinaire et aux plus basses températures que nous sachions atteindre. Aucune réaction chimique ne se comporte de cette manière, et à la température de l'hydrogène liquide, toute activité chimique semble suspendue.

P. Curie ([1]) a constaté que le débit de chaleur dû au radium dépend du temps qui s'est écoulé depuis la préparation du sel étudié. Un sel de radium solide qui vient d'être préparé dégage une quantité de chaleur relativement faible; mais le débit de chaleur augmente continuellement et tend vers une valeur déterminée qui n'est pas encore tout à fait atteinte au bout d'un mois. Quand on dissout dans l'eau un sel de radium et qu'on enferme la solution en tube scellé, la quantité de chaleur dégagée par la solution est d'abord faible; elle augmente ensuite et tend à devenir constante au bout d'un mois; le débit de chaleur est alors le même que celui dû au même sel à l'état solide. Ces changements dans la valeur du débit de chaleur indiquaient que ce débit est en relation avec l'équilibre radioactif du sel, et qu'il est dû pour la plus grande partie à l'émanation accumulée. Ce fait a été bientôt constaté expérimentalement par M. Rutherford.

Les expériences précédemment décrites ont établi avec certitude par des méthodes diverses le fait du dégagement de chaleur par le radium, et en ont indiqué la grandeur approchée. D'autres observateurs sont venus confirmer les résultats obtenus, et ont effectué la mesure du débit de chaleur ([2]). Cette mesure a pu être faite, dans certains cas, avec une bonne précision.

Les expériences de M. Angström étaient effectuées avec $0^g,0865$ de bromure de radium pur, enfermé dans une ampoule de verre. Les calorimètres sont deux blocs métalliques pareils (*fig.* 152), dont chacun constitue un cylindre creux à parois épaisses; l'un contient l'ampoule à radium, l'autre une spirale de fil de manganine; les

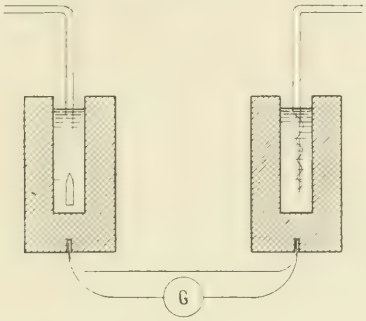
---

([1]) Curie, *Soc. de Phys.*, 1903.

([2]) Angström, *Phys. Zeit.*, 1905. — Runge et Precht, *Acad. de Berlin*, 1903. — Precht, *Ber. d. d. phys. Gesell.*, 1904. — Rutherford et Barnes, *Phil. Mag.*, 1904.

cavités sont remplies de pétrole. Les blocs sont installés dans une enceinte métallique protégée contre les variations de température; dans une petite cavité de chaque bloc se trouve l'une des soudures d'un couple thermo-électrique; l'intensité du courant est réglée de telle manière que le couple n'accuse aucune différence de température entre les deux cavités; ensuite l'on intervertit la spirale

Fig. 152.



et l'ampoule et l'on recommence l'expérience; on élimine ainsi l'influence d'une petite dissymétrie qui peut exister entre les deux blocs.

La constance du débit de chaleur a été vérifiée pendant 15 mois, et ce débit était de $68^{cal},5$ par gramme de bromure et par heure, soit 117^{cal} par gramme de radium et par heure. Les conditions de l'expérience ont été variées; on employait des calorimètres en cuivre, en aluminium et en plomb. Les dimensions étaient $2^{cm},5$ de hauteur, $1^{cm},6$ de diamètre extérieur et $0^{cm},5$ de diamètre intérieur. Les rayons qui sortaient du verre devaient donc traverser $0^{cm},55$ de métal. On a aussi employé un calorimètre en plomb de 4^{cm} de hauteur et de $2^{cm},5$ de diamètre extérieur avec le même diamètre intérieur que précédemment; l'épaisseur de métal traversée était en ce cas égale à 1^{cm}. Tous les calorimètres ont donné sensiblement le même résultat, les écarts des expériences ne dépassant pas 2 pour 100.

La mesure la plus récente du débit de chaleur est celle de MM. v. Schweidler et Hess [1], effectuée sur un gramme de chlorure

[1] V. Schweidler et Hess, *Acad. de Vienne*, 1908.

de radium appartenant à l'Académie de Vienne. La pureté de ce sel était garantie par la détermination de son poids atomique, qui a donné le nombre 225. La méthode de mesures était la même que dans les expériences de M. Angström, avec les dimensions suivantes des calorimètres en cuivre : diamètre extérieur, $2^{cm},5$; hauteur, 6^{cm}; épaisseur des parois, $0^{cm},5$. Le métal était poli et doré; un couvercle épais était posé sur chaque calorimètre. L'élévation de température, due au radium, atteignait $5^{\circ},5$. Une spirale de fil de manganine d'environ 18 ohms de résistance servait pour la comparaison. Le nombre trouvé est 118^{cal} par gramme de radium et par heure, les mesures individuelles étant concordantes à la précision de 0,5 pour 100. La concordance avec le résultat de M. Angström est très remarquable, et le nombre obtenu est celui qui mérite le plus de confiance actuellement, étant données la quantité relativement grande de radium employée et la précision des mesures qui en résulte.

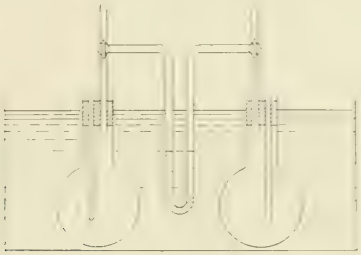
On verra plus loin que la vie moyenne du radium est probablement voisine de 2800 ans. La quantité de chaleur dégagée par un gramme de radium jusqu'à destruction complète serait en ce cas de l'ordre de $2,9.10^{9}$ calories; pour fournir cette quantité de chaleur, il faudrait brûler environ 500^{kg} de charbon ou bien environ 70^{kg} d'hydrogène.

161. Chaleur dégagée par l'émanation du radium et par la radioactivité induite. — Les expériences de P. Curie, relatives à l'augmentation du débit de chaleur du radium solide à partir du moment de sa préparation, ont montré qu'une grande partie de ce débit est due à l'émanation accumulée. Des recherches à ce sujet ont été faites par MM. Rutherford et Barnes [1] qui ont chauffé le sel de radium de manière à en chasser l'émanation; celle-ci était condensée dans un petit tube de verre immergé dans l'air liquide. L'émanation et le sel dont elle était séparée étaient étudiés séparément au moyen d'un calorimètre différentiel, représenté dans la figure 153. Deux ballons de verre, de 500^{cm^3} de volume chacun, étaient fermés par des bouchons. Les ballons étaient réunis par un tube en U contenant du xylène et servant de mano-

[1] Rutherford et Barnes, *Phil. Mag.*, 1904.

mètre différentiel. Un tube de verre bouché en bas pénétrait au travers du bouchon dans l'intérieur de chaque ballon. Quand on introduisait au fond de ce tube une source de chaleur, l'air du ballon était chauffé et la pression augmentait. La différence de pression était lue au microscope. Les ballons étaient placés dans un bain d'eau qu'on agitait. On constate que le débit de chaleur du sel, dont on vient de chasser l'émanation, diminue d'abord pendant quelques heures et atteint un minimum dont la valeur est environ 25 pour 100 du débit qui correspond à l'équilibre radioactif, puis le débit augmente et tend vers la valeur de régime.

Fig. 153.



Le débit dû à l'émanation augmente, au contraire, pendant quelques heures, et décroît ensuite suivant une loi qui est approximativement la même que la loi de décroissance de l'émanation. On pouvait estimer que l'émanation et le dépôt actif en équilibre avec le radium fournissent 75 pour 100 environ du débit total de chaleur du radium. Pour suivre plus rapidement les variations de la chaleur dégagée, MM. Rutherford et Barnes ont employé un thermomètre différentiel en platine. Une bobine formée par 35^{cm} de fil de platine fin était placée dans un tube de 5^{mm} de diamètre, où elle occupait 3^{cm} de longueur; les tubes contenant le radium ou l'émanation pouvaient pénétrer dans cette spirale. On mesurait la variation de la résistance de la spirale lors de l'échauffement. On a trouvé que pour le radium qui vient d'être privé d'émanation le débit de chaleur après 12 minutes constituait 55 pour 100 du débit limite, et le débit minimum constituait 25 pour 100 du débit limite. Pour l'émanation condensée dans un tube de 3^{cm} de longueur et de 3^{mm} de diamètre, le débit maximum était atteint après 3 heures; à ce moment on chassait l'émanation et l'on

observait la baisse du débit; après 10 minutes celui-ci était égal à 47 pour 100 de sa valeur maximum, et la loi de diminution rappelait la loi de la disparition de la radioactivité induite après exposition longue (intensité du rayonnement total). D'après MM. Rutherford et Barnes, les proportions relatives du débit de chaleur sont approximativement les suivantes :

	Pour 100.
Radium	25
Émanation + radium A	44
Radium C	31

Le dégagement de chaleur par l'émanation du radium a été aussi observé par M. Ramsay [1] qui a pu suivre pendant 15 jours au thermomètre l'excès de température dû à une ampoule contenant l'émanation; l'excès initial était égal à $0^{\circ},5$ environ.

M. Debierne a mesuré le dégagement de chaleur en fonction du temps pour l'émanation contenue dans une petite ampoule de verre *a*. Les mesures étaient faites au calorimètre à glace. On mesurait dans le même appareil le débit de chaleur dû à une ampoule de verre *b* contenant une quantité connue de sel de radium en équilibre radioactif. Le rayonnement pénétrant des deux ampoules était comparé, et l'on pouvait ainsi se rendre compte à quelle quantité de radium correspondaient à l'état d'équilibre l'émanation et la radioactivité induite dans l'ampoule *a*. On pouvait en déduire pour le radium en équilibre radioactif les proportions du débit de chaleur attribuables respectivement au radium et à l'émanation accompagnée de la radioactivité induite. Ces proportions sont 18 pour 100 et 82 pour 100, soit 21^{cal} et 97^{cal} par gramme de radium et par heure.

La quantité de chaleur dégagée par unité de temps par l'émanation en équilibre de régime avec la radioactivité induite décroît très exactement suivant la loi exponentielle qui caractérise la décroissance du rayonnement. Dans la figure 154 la ligne I a été obtenue en portant en abscisses le temps et en ordonnées le logarithme de l'intensité du rayonnement de l'ampoule *a*; la ligne II a été obtenue en portant en ordonnées le débit de chaleur de la même

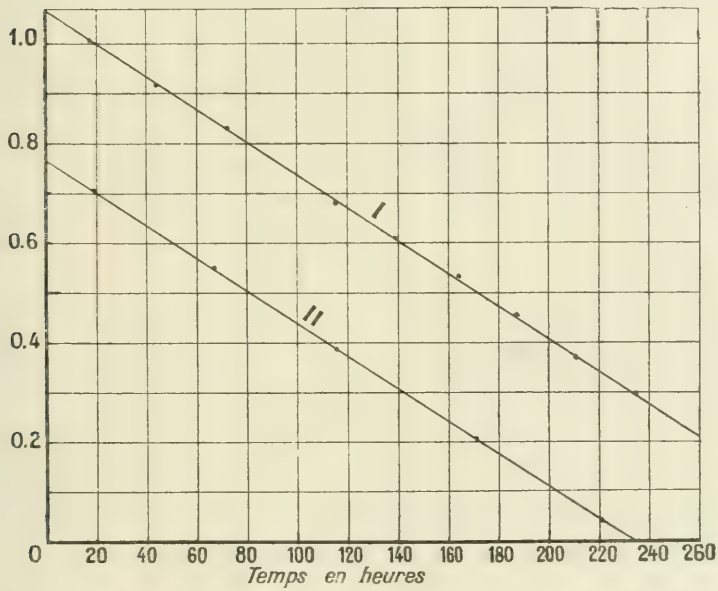
---

[1] Ramsay, *Chem. Soc.*, 1907.

ampoule. On voit que les lignes I et II sont deux droites parallèles.

La vie moyenne de l'émanation étant de 133 heures environ, on peut déduire de ce qui précède que l'émanation saturée, séparée d'un gramme de radium, pourra pendant sa vie dégager une quantité de chaleur égale à 97×133 calories, soit environ $12\,900^{cal}$. Le volume de l'émanation saturée d'un gramme de radium étant

Fig. 154.



environ $0^{mm^3},6$, sa masse est environ $0^{mg},01$, si l'on admet que le poids moléculaire est voisin de 200; le dégagement de chaleur total d'un gramme d'émanation pendant toute sa vie serait alors environ 10^9 calories, nombre de même ordre que celui qui mesure la chaleur accompagnant la destruction d'un gramme de radium. Ce résultat n'a rien qui doive étonner, parce que si l'on considère des atomes de poids peu différents, leur nombre dans un gramme de matière est peu différent également, et l'on peut penser que les quantités de chaleur mises en liberté lors de la destruction des atomes sont de même ordre. Mais le débit de chaleur pour divers corps radioactifs pourra être extrêmement différent, car il dépend essentiellement de la vitesse de destruction. Un gramme d'émanation, en

équilibre avec le dépôt actif, fournirait pendant la première heure une quantité de chaleur environ 80000 fois plus grande que celle fournie dans le même temps par un gramme de radium en équilibre radioactif.

162. Énergie cinétique des rayons α et chaleur dégagée. — Les rayons α étant absorbés dans une couche très mince de matière solide, leur énergie cinétique doit se trouver convertie en chaleur. M. Rutherford a indiqué que la chaleur dégagée par le radium pouvait provenir principalement de cette source.

D'après les résultats numériques obtenus par M. Rutherford, l'énergie cinétique w des particules α du radium peut facilement être calculée. On a en effet pour l'énergie cinétique des particules provenant d'un gramme de radium pendant l'unité de temps

$$w = \frac{1}{2} \sum \frac{N m v^2}{e} e,$$

e étant la charge d'une particule, m sa masse, v sa vitesse et N le nombre des particules émises par unité de temps par un gramme de radium. On suppose que la charge e a la même valeur pour les particules des quatre faisceaux; la valeur du produit $\frac{mv^2}{e}$ est connue pour chaque faisceau d'après les mesures de déviation électrostatique (§ 130); on peut de plus admettre que le nombre N a dans tous les cas la même valeur $3,4 . 10^{10}$ par seconde.

Par suite

$$w = \frac{Ne}{2} \sum \frac{mv^2}{e}.$$

Or,

$$\sum \frac{mv^2}{e} = 10^{14}(4,78 + 5,65 + 6,12 + 8,37) = 24,9 . 10^{14} \text{ unités E. M.}$$

$$Ne = 3,4 . 10^{10} \times \frac{9,3 . 10^{-10}}{3 . 10^{10}} = 10,5 . 10^{-10} \text{ unité E. M.}$$

et $w = 13,1 . 10^{5}$ ergs pour 1 seconde ou $4,73 . 10^{9}$ ergs pendant 1 heure

D'autre part un gramme de radium dégage par heure une quantité de chaleur égale à 118^{cal} environ, et cette quantité de chaleur équivaut à $118 \times 4,19 . 10^{7}$ ergs, soit $4,95 . 10^{9}$ ergs.

On voit donc que la différence entre la chaleur réellement dégagée et celle qui correspond à l'énergie cinétique des rayons α constitue

seulement environ 5 pour 100 du débit total. Cette différence peut s'expliquer soit par un manque de précision des données expérimentales, soit plutôt par cette considération qu'en dehors de l'énergie cinétique des rayons α, il faut envisager celle des rayons β et celle des atomes radioactifs projetés en vertu du phénomène de recul (§ 84). On peut prévoir que l'énergie d'un atome radioactif projeté est de l'ordre de 2 pour 100 de celle d'une particule α. D'autre part, d'après différents expérimentateurs (Curie, Laborde, Runge et Precht), l'augmentation du débit de chaleur qu'on obtient en entourant le radium d'une enveloppe de plomb afin d'absorber très complètement les rayons β, est de l'ordre de 5 pour 100 du débit mesuré. Quant aux rayons γ, leur effet calorifique doit être faible par rapport à celui des rayons β, parce que l'effet calorifique total ne semble pas augmenter pour des épaisseurs de plomb supérieures à 3^{mm}.

Il semble, d'après ce qui précède, que lors de l'explosion des atomes de radium, l'énergie mise en liberté est presque entièrement utilisée pour communiquer aux particules expulsées leur vitesse d'émission, résultat qui n'était pas évident *a priori*, car on aurait pu penser que les parties restantes de l'atome exécutent à la suite de l'explosion de celui-ci des vibrations qui s'amortissent avec dégagement de chaleur.

Quand le radium est en équilibre avec l'émanation et la radioactivité induite, l'énergie cinétique du groupe de rayons α du radium et celle de tous les quatre groupes de rayons α sont entre elles, d'après les mesures de M. Rutherford, comme les nombres 4,78 et 24,9, dont le rapport est 0,192. D'après les expériences de M. Debierne les débits de chaleur du radium seul et du radium accompagné de l'émanation et de la radioactivité induite sont proportionnels aux nombres 18 et 100. Si l'on évalue à 5 pour 100 le débit de chaleur dû aux causes autres que l'absorption des rayons α, la proportion du débit de chaleur dû au radium seul serait 19 pour 100 du débit total attribuable aux rayons α. Ces deux résultats sont en très bon accord.

On peut prévoir que, pour les substances radioactives ayant des poids atomiques voisins, les quantités de chaleur dégagées par gramme de matière détruite sont de même ordre, si la destruction d'un atome entraîne l'expulsion d'une seule particule α.

Quant aux débits de chaleur, à vitesse d'émission égale des particules α, ils seraient entre eux comme les inverses des vies moyennes et comme les nombres des particules α émises par unité de temps par gramme de matière. Mais si la destruction d'un atome entraîne l'expulsion de plusieurs particules α, comme dans le cas du radium, alors les débits de chaleur restent approximativement proportionnels aux activités totales mesurées par les rayons α, mais ce sont les quotients des débits de chaleur par les nombres des particules α provenant de l'atome qui sont entre eux comme les inverses des vies moyennes, à vitesse égale des particules α émises.

Le dégagement d'énergie totale pour une matière radioactive qui n'émet que des rayons β est probablement une petite fraction du dégagement d'énergie totale fourni à masse égale par une matière émettant des rayons α.

163. **Effet calorifique du thorium, du polonium.** — On peut, d'après ce qui précède, se rendre compte *a priori* de l'ordre du débit de chaleur qu'on doit prévoir pour le thorium ou l'uranium.

L'activité du radium est à celle de l'uranium dans le rapport d'environ $7,3.10^6$ (Boltwood); le dégagement de chaleur d'un gramme d'uranium doit donc être de l'ordre de $1,6.10^{-5}$ calorie à l'heure; pour un gramme de thorium on trouverait un ordre de grandeur analogue. Pour mettre en évidence un dégagement de chaleur aussi faible, il est nécessaire d'employer une quantité de matière importante.

En opérant avec 4^{kg} d'oxyde de thorium, MM. Pegram et Webb [1] ont réussi à mettre en évidence un excès de température de cet oxyde sur le milieu ambiant. La matière active était contenue dans un vase isolateur à vide de 5 litres de volume, suspendu dans un cylindre métallique plongeant dans un bain de glace fondante. On mesurait la différence de température entre l'oxyde de thorium et le bain de glace au moyen d'un couple thermo-électrique. On produisait ensuite au sein de l'oxyde un dégagement de chaleur constant au moyen d'un fil dans lequel circulait un courant électrique, et l'on déterminait la valeur de l'excès de température

---

[1] Pegram et Webb, *Science*, 1904; *Le Radium*, 1908.

qui s'établissait dans ces conditions. Comme les différences de température étaient très faibles, on les considérait comme proportionnelles aux débits de chaleur. Le récipient dans lequel se trouvait le vase isolateur était étanche, et la pression y était réduite à $0^{mm},4$ de mercure. La masse d'oxyde n'était pas partout à la même température, la région centrale était plus chaude. L'excès de température observé était $3,4.10^{-3}$ degré, et le débit de chaleur était évalué à $9,6.10^{-6}$ calorie par gramme d'oxyde et par heure. Ce nombre est de l'ordre de grandeur prévu; toutefois l'oxyde considéré n'était pas dans un état d'équilibre radioactif, et son activité n'était que 46 pour 100 de celle de l'oxyde à l'état d'équilibre dans les minéraux de thorium. On peut juger, d'après cela, qu'avec de l'oxyde en équilibre radioactif, on aurait obtenu un débit de chaleur de $2,1.10^{-5}$ calorie par heure et par gramme.

Pour mettre en évidence des débits de chaleur faibles provenant de sources de chaleur de petites dimensions, M. Duane [1] a utilisé un calorimètre très sensible, au moyen duquel on peut constater avec certitude la production de $\frac{1}{1000}$ de gramme-calorie à l'heure, la durée de l'expérience n'étant que de quelques minutes. La méthode est basée sur l'augmentation rapide de la tension de vapeur d'un liquide très volatil lors d'un accroissement de température. Deux récipients de verre A et A′ (*fig.* 155) sont réunis par un tube capillaire B. La moitié du volume des récipients est remplie d'éther sulfurique; l'air étant presque complètement retiré de l'appareil, celui-ci est ensuite scellé à la flamme. On peut arriver à placer une petite bulle d'air de longueur convenable dans le tube B et l'on observe le déplacement de cette bulle avec une lunette ou avec une lentille et une échelle. Si l'on introduit dans le tube D une substance S qui dégage de la chaleur, la tension de vapeur dans le récipient A augmente, et la bulle d'air est poussée vers le récipient A′. Le déplacement de la bulle dû à une petite quantité de chaleur est très grand, de sorte que l'appareil est très sensible. Pour protéger ce calorimètre contre les variations de la température extérieure, on le plaçait à l'intérieur d'un bloc de plomb E dont il était isolé en bas par un support

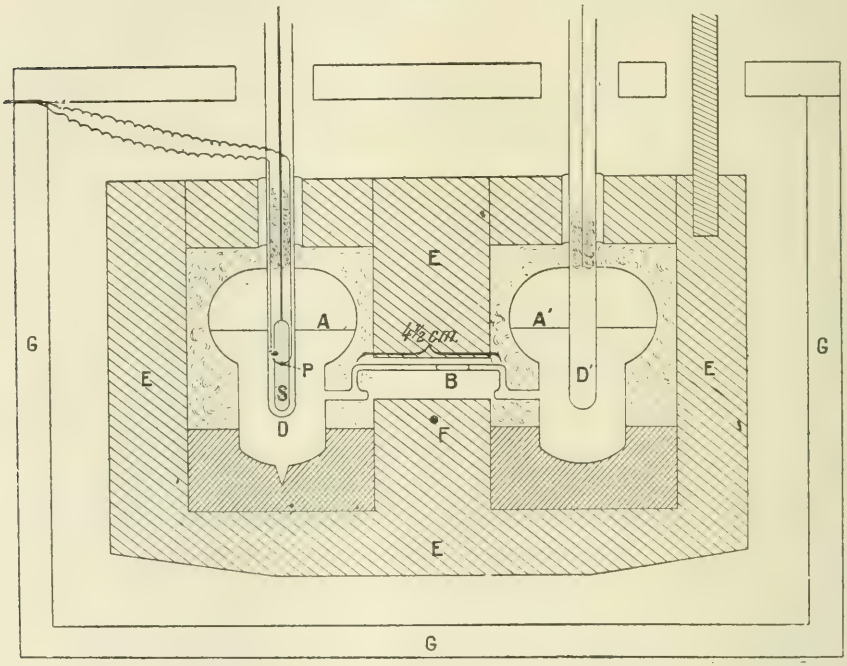
---

[1] Duane, *Comptes rendus*, 1909.

de paraffine et en haut par de la ouate. Le bloc de plomb était supporté par deux tiges à l'intérieur d'une boîte de laiton G enveloppée de ouate et placée dans une boîte de zinc qui était elle-même installée dans un thermostat à réglage électrique.

Au lieu de mesurer le déplacement maximum de la bulle, provoqué par l'introduction d'une source de chaleur dans le tube D, on peut utiliser une méthode de compensation et faire absorber la chaleur en même temps qu'elle se dégage. La compensation était

Fig. 155.



obtenue par l'emploi de l'effet Peltier : le tube D renfermait un couple P de fer-nikel, et l'on cherchait quelle était l'intensité du courant électrique pouvant absorber la chaleur produite à chaque instant. L'expérience a montré que la vitesse d'absorption de la chaleur est proportionnelle à l'intensité du courant si celle-ci ne dépasse pas 0,06 ampère et que $8^{cal},2$ sont absorbées par heure et par ampère. Un essai fait avec $0^{mg},8$ de chlorure de radium a donné, pour le débit de chaleur du radium par gramme et par heure, 120^{cal};

ce nombre est en bon accord avec les résultats obtenus par d'autres méthodes sur des quantités relativement grandes de radium. Au moyen du calorimètre qui vient d'être décrit, M. Duane a mesuré le débit de chaleur d'un échantillon de radiothorium et d'un échantillon de polonium. Les débits de chaleur mesurés étaient de l'ordre de $0^{cal},01$ par heure. En mesurant de plus l'ionisation totale produite par le polonium en couche très mince, on a trouvé que le polonium et le radium, en quantités qui produisent la même ionisation, dégagent à peu près les mêmes quantités de chaleur. Ce fait est conforme à l'hypothèse d'après laquelle la chaleur dégagée représente approximativement l'équivalent de l'énergie cinétique des rayons α, car l'ionisation semble proportionnelle à cette même énergie.

CHAPITRE XII.

URANIUM ET SA FAMILLE.

164. Rayonnement de l'uranium. — L'uranium est la substance sur laquelle la propriété radioactive a été observée pour la première fois. L'uranium est un métal dont le poids atomique 238,5 est le plus élevé de tous ceux que nous connaissons actuellement. La radioactivité de cette substance se montre tout à fait constante au cours de plusieurs années (§ 34).

L'ionisation au voisinage de l'uranium est due principalement à un rayonnement absorbable qui est considéré comme rayonnement α, bien qu'aucune preuve directe n'ait encore été obtenue à ce point de vue. L'effet du champ magnétique sur ces rayons n'a pas été observé, et l'on rencontre à ce point de vue quelques difficultés; en effet, l'effet radiographique des rayons n'a encore pu être obtenu, et l'effet ionisant est trop faible pour qu'on puisse employer un dispositif semblable à celui dont M. Rutherford s'est servi pour mettre en évidence l'action du champ magnétique sur les rayons α du radium. La courbe d'ionisation caractéristique des rayons α n'a pas non plus été construite pour ces rayons, car il est difficile d'employer dans ce cas un diaphragme pouvant isoler des rayons parallèles. D'autre part, la limite du rayonnement dans l'air semble assez bien définie et, de plus, des rayons β aussi facilement absorbés par l'air seraient très sensibles à l'action du champ magnétique; enfin la production d'hélium dans une solution de sel d'uranium a été observée par M. Soddy. Les rayons dont il s'agit serait donc désignés ici comme rayons α, bien que leur nature ne puisse être considérée comme établie avec certitude.

Le parcours des rayons α de l'uranium n'a pas encore été déterminé expérimentalement avec précision. Quand on examine l'ioni-

sation dans un espace d'air compris entre deux plateaux parallèles dont l'un est recouvert d'une couche d'oxyde d'uranium, on constate que, pour une distance entre les plateaux supérieure à 3^{cm}, le courant de saturation ne varie plus guère avec la distance. En conservant une valeur fixe de la distance des plateaux et en faisant varier la pression de l'air ionisé, on peut déterminer la pression pour laquelle l'absorption des rayons α de l'uranium est totale (1). On trouve ainsi que le parcours des rayons dans l'air sous la pression atmosphérique, déduit de leur parcours dans l'air sous une pression différente, est compris entre 3^{cm} et 4^{cm}. On peut aussi utiliser un dispositif avec lequel les rayons ne peuvent pénétrer dans la chambre d'ionisation qu'au travers d'une toile métallique et observer l'accroissement du courant qui a lieu quand on rapproche progressivement la source radiante de la toile. Le nombre ainsi trouvé pour la distance maximum à laquelle s'étend dans l'air l'action des rayons est environ $3^{cm},5$ (2). M. Bragg, par des considérations indirectes, a trouvé pour le parcours la valeur $3^{cm},26$ (§ **127**). D'après ces résultats, il est probable que la vitesse initiale des rayons α de l'uranium est peu différente de celle des rayons α du radium.

L'intensité des rayons α de l'uranium est réduite de moitié quand les rayons traversent une couche d'air de $4^{mm},3$; le coefficient d'absorption de l'aluminium pour ces rayons est environ 2750.

L'uranium qui est à l'état d'équilibre radioactif émet aussi des rayons β et des rayons γ. Les rayons β sont attribuables à l'uranium X qui est un produit de la désagrégation de l'uranium et qui l'accompagne pour cette raison. L'ionisation due aux rayons pénétrants, dans les chambres d'ionisation de dimensions usuelles, n'est que de quelques pour 100 quand on emploie une couche active épaisse, et moins de 1 pour 100 quand on emploie une couche active très mince.

Les rayons γ de l'uranium ont une intensité très faible, et proviennent, de même que les rayons β, de l'uranium X.

J'ai montré dans un travail déjà ancien que l'activité des com-

(1) LABY, *Le Radium*, 1907.
(2) BLOCH, *Le Radium*, 1907.

posés d'urane augmente avec leur teneur en uranium et que le courant de saturation obtenu avec de l'oxyde d'urane en couche assez épaisse est environ $5 . 10^{-13}$ ampère par centimètre carré, les rayons α étant presque complètement utilisés dans l'appareil de mesures. M. Rutherford a indiqué la valeur $4,5 . 10^{-13}$ ampère pour le courant de saturation obtenu par centimètre carré d'une couche assez épaisse d'oxyde U^3O^8. Ces résultats sont très comparables.

M. Mc Coy [1] a fait une étude détaillée de la relation qui existe entre l'activité des composés d'uranium et leur teneur en urane, et a prouvé que ces quantités sont proportionnelles. A cet effet, il a utilisé des couches actives très minces, pour lesquelles l'absorption des rayons par la matière pouvait être négligée. Pour préparer une pellicule active, on délaye la matière finement pulvérisée avec du chloroforme ou de l'alcool, on verse la bouillie ainsi obtenue sur un disque métallique et on laisse le liquide s'évaporer lentement; la couche active obtenue est homogène et adhérente. Soient m la masse de matière employée, c la proportion d'uranium dans cette matière, K l'activité d'un gramme d'uranium évaluée sans tenir compte de l'absorption; l'activité i d'une couche très mince, dont on utilise totalement le rayonnement émis par une face, est donnée par la relation

$$i = \frac{1}{2} \mathrm{K} mc.$$

Il est difficile de préparer des couches suffisamment minces pour que l'activité soit rigoureusement proportionnelle à la masse, mais en construisant la courbe d'accroissement du rapport $\frac{m}{i}$ avec m, on peut déduire par extrapolation la valeur limite de ce rapport pour les valeurs très faibles de m, et l'on peut en déduire la valeur du coefficient K; celui-ci se montre constant pour les différents composés d'uranium.

L'activité limite qui est obtenue avec une couche suffisamment épaisse peut être calculée en admettant que le rayonnement est absorbé par la matière suivant une loi exponentielle caractérisée par le coefficient μ. Si l'on désigne par ρ la densité de la matière, l'intensité δ du rayonnement émis par une face d'une couche

---

[1] Mc Coy, *Phil. Mag.*, 1906.

d'épaisseur totale x et de masse m est donnée par la relation

$$\mathcal{I} = \frac{1}{2}\int_0^x K c\rho s\, dx\, e^{-\mu x} = \frac{K c s \rho}{2\mu}(1 - e^{-\mu x}).$$

Pour une valeur suffisante de x la limite est approximativement atteinte, et l'on a alors

$$\mathcal{I}_x = \frac{K c s \rho}{2\mu}.$$

Par suite

$$\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_x} = 1 - e^{-\mu x};$$

d'où

$$\mu = \frac{1}{x}\log_e \frac{1}{1 - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_x}} = \frac{s\rho}{m}\log_e \frac{1}{1 - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_x}}.$$

On en déduit

$$K = \frac{2\mathcal{I}_x}{mc}\log_e \frac{1}{1 - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_x}}.$$

Ainsi la valeur de K peut aussi être obtenue par la comparaison de l'activité d'une couche dont la masse est m avec l'activité d'une couche du même composé et de même surface et d'épaisseur suffisante pour que l'activité limite soit atteinte. En utilisant ce mode de comparaison, on trouve que le coefficient K est constant pour les différents composés d'uranium et égal à celui qu'on obtient en utilisant des couches très minces. L'épaisseur des couches n'était d'ailleurs jamais bien grande ; l'expérience montre que la valeur limite de l'intensité est atteinte pour des couches d'oxyde U^3O^8 qui contiennent environ $0^g,02$ de matière par centimètre carré de surface.

MM. Mc Coy et Ashman [1] ont proposé comme étalon de radioactivité une pellicule d'oxyde U^3O^8 d'environ $0^g,02$ de matière par centimètre carré. En chauffant un oxyde d'uranium très pur à l'air vers 700° on obtient l'oxyde U^3O^8 avec une composition parfaitement définie. On peut mesurer en valeur absolue l'intensité du courant de saturation qu'on obtient avec une pellicule préparée au moyen de cet oxyde, en utilisant entièrement

---

[1] Mc Coy et Ashman, *Le Radium*, 1908.

les rayons α et en faisant une correction relative aux rayons β. La mesure était faite au moyen d'un électroscope avec adjonction d'un condensateur absolu formé par deux sphères concentriques; on mesurait le temps nécessaire pour la production d'une baisse de potentiel déterminée, d'abord sans capacité supplémentaire, puis avec une capacité supplémentaire. Les nombres obtenus avec diverses pellicules dont la masse totale variait entre $0^g,6$ et $0^g,8$ sur une surface d'environ 40^{cm^2} sont très concordants. On trouve, par centimètre carré de la pellicule, un courant égal à $5,79.10^{-13}$ ampère.

D'autre part, M. Mc Coy a montré que le coefficient K, qui représente la valeur de l'activité totale d'un gramme d'uranium, est numériquement égal au produit par 793 du courant de saturation dû à 1^{cm^2} de la pellicule étalon en U^3O^8. Par conséquent on obtient

$$K = 5,79.10^{-13} \times 793 = 4,61.10^{-10} \text{ ampère.}$$

La même méthode de recherches a été appliquée à la détermination de l'activité totale des minerais d'uranium par gramme d'uranium qui s'y trouve contenu. On déterminait la valeur limite du rapport $\frac{m}{i}$ de la masse de la couche active à son activité, pour des masses très faibles; on déterminait, d'autre part, la proportion p d'uranium dans le minerai. Les résultats obtenus sont représentés dans le Tableau suivant :

	$\frac{m}{i}$ limite.	p pour 100.	$\frac{m}{i} \times p$.
Pechblende du Colorado.....	0,0472	51,1	241
» de Bohême.....	0,0594	40,3	240
» inconnue.....	0,0400	61,1	244
Gummite de la Caroline.... ...	0,0446	54,7	244
Carnotite du Colorado....	0,0612	39,9	244

D'après ces résultats l'activité totale K′ par gramme d'uranium aurait la même valeur pour les minéraux examinés; cette activité est beaucoup plus grande que l'activité totale d'un gramme d'uranium, et l'on trouve $\frac{K'}{K} = 4,15$. Ce nombre doit subir une correction si l'on tient compte de la perte d'activité qu'éprouvent les minéraux par suite du dégagement de l'émanation du radium ([1]). On trouve

([1]) Mc Coy et Ross, *Journ. am. Chem. Soc.*, 1907.

ainsi

$$\frac{K'}{K} = 4,54.$$

Si l'excès d'activité était entièrement attribué à la présence dans les minerais d'uranium de radium accompagné des produits de sa désagrégation, il existerait donc un rapport constant entre les activités totales de l'uranium et du radium dans les minerais d'urane, et par suite aussi un rapport constant entre les teneurs des minerais d'urane en uranium et en radium. Cette relation de proportionnalité qui permet de prévoir une relation de parenté entre l'uranium et le radium a été annoncée indépendamment par M. Boltwood à la suite de recherches faites par une méthode différente.

165. **Uranium X. Préparation et rayonnement.**— Les premières recherches sur les propriétés radioactives des composés d'uranium avaient montré que la radioactivité semble être une propriété atomique de l'élément uranium. Toutefois, si le rayonnement que l'on observe avec l'uranium provenait en réalité d'un élément fortement radioactif très voisin de l'uranium par ses propriétés chimiques et mélangé à celui-ci en faible proportion, les résultats expérimentaux obtenus auraient pu être les mêmes. Après la découverte du polonium et du radium, des essais ont été faits en vue de priver l'uranium de ses propriétés radioactives par voie chimique. Les expériences faites à ce sujet ont donné un résultat négatif en ce sens que le rayonnement le plus important au point de vue de l'effet ionisant, c'est-à-dire le rayonnement α, s'est montré jusqu'à présent inséparable de l'uranium; toutefois, les recherches dont il est question ont conduit à des conséquences importantes.

On a vu (§ 55) comment M. Crookes, en traitant une solution de sel d'urane par le carbonate d'ammoniaque en excès, a réussi à séparer un résidu insoluble qui contenait toute l'activité radiographique de l'uranium utilisé; ce résidu dans lequel se trouvent réunies les impuretés, telles que le fer, qui accompagnent l'uranium, contient aussi en quantité probablement minime une substance active nommée uranium X. H. Becquerel a obtenu la séparation de l'uranium X par une méthode d'entraînement dans la

précipitation avec le sulfate de baryum. Cette méthode qui avait été tout d'abord utilisée par M. Debierne pour l'entraînement de l'actinium, est devenue depuis d'un usage courant pour la séparation de certains corps radioactifs faisant probablement partie du groupe du fer. H. Becquerel a montré que l'activité de l'uranium X disparaît dans l'intervalle d'un an, tandis que celle de l'uranium se régénère pendant le même temps. Le rayonnement séparé avec l'uranium X est le rayonnement β et le rayonnement γ de l'uranium en équilibre radioactif, tandis que le rayonnement α de l'uranium n'est pas modifié par la séparation.

Nous pouvons admettre que l'uranium donne lieu à une formation continue et constante d'uranium X, et que celui-ci se détruit en fonction du temps. Un équilibre de régime est atteint quand la quantité d'uranium X qui se produit en un temps donné compense exactement celle qui est détruite pendant le même temps. L'activité de l'uranium X décroît suivant une loi exponentielle simple, caractérisée par une période de désactivation primitivement évaluée à 22 jours [1]. La variation de l'activité de l'uranium X avec le temps est, d'après cela, donnée par la relation

$$(1) \qquad \mathcal{A} = \mathcal{A}_0 e^{-\lambda t}, \qquad \text{où} \qquad \lambda = 3{,}65 . 10^{-7} \frac{1}{\text{sec}}.$$

D'autres observateurs ont obtenu pour la période des valeurs voisines. Une détermination récente, due à MM. Soddy et Russell [2], conduit à assigner à la période une valeur plus élevée, soit 24,6 jours. Les expériences étaient faites avec de l'uranium X extrait de 45^{kg} d'azotate d'urane, et les observations ont pu être poursuivies pendant plus de 200 jours.

Pour suivre la reprise de l'activité en rayons β de l'uranium dont on a séparé l'uranium X, on emploie un écran très mince en aluminium qui supprime l'effet des rayons α. L'augmentation de l'activité β de l'uranium avec le temps est représentée par la relation

$$(2) \qquad \mathcal{A} = \mathcal{A}_\infty (1 - e^{-\lambda t}).$$

---

(1) Rutherford et Soddy, *Phil. Mag.*, 1903.
(2) Soddy et Russell, *Phil. Mag.*, 1910.

$\mathfrak{J}_\infty$ étant l'intensité finale et λ le coefficient qui caractérise la destruction de l'uranium X. Les courbes représentatives des relations (1) et (2) sont complémentaires, ainsi qu'on peut le prévoir, si l'uranium X est produit par l'uranium avec une vitesse constante.

Les méthodes employées pour la séparation de l'uranium X sont les suivantes :

Précipitation d'une solution de sel d'uranium par une solution de carbonate d'ammonium en excès (Crookes); il est utile d'employer une solution très concentrée chaude de ce réactif (Schlundt et Moore [1]).

Dissolution de l'azotate d'uranium dans l'éther (Crookes); le liquide se sépare en deux couches dont l'une est plus riche en éther et l'autre en eau; la première contient un excès d'uranium, et la seconde un excès d'uranium X; la séparation n'est pas complète.

Entraînement de l'uranium X par un précipité de sulfate de baryum, dont on détermine la formation dans la solution du sel d'uranium (Becquerel). Le précipité obtenu est transformé en sel soluble, et en précipitant la solution par l'ammoniaque, on obtient dans le précipité l'uranium X séparé du baryum.

Ébullition d'une solution d'azotate d'uranium avec du noir de fumée ou du noir animal; ces corps entraînent l'uranium X; en calcinant le précipité obtenu avec de l'azotate d'ammonium, on obtient un résidu très faible contenant l'uranium X.

Dissolution de l'azotate d'uranium dans divers solvants organiques : alcools, acétone, etc. [Moore [2]]. La solution trouble est filtrée; la liqueur contient l'uranium, le résidu l'uranium X. Cette séparation réussit très bien en présence d'une petite quantité d'hydrate ferrique [Hess [3]].

Entraînement de l'uranium X par l'hydrate de fer qui se forme dans une solution bouillante d'acétate d'urane additionnée d'acétate ferrique [4].

---

(1) Schlundt et Moore, *Phys. Zeit.*, 1908.
(2) Moore, *Phil. Mag.*, 1906.
(3) Hess, *Acad. Vienne*, 1907.
(4) Szilard, *Le Radium*, 1909.

Les réactions de l'uranium X se présentent comme des réactions d'entraînement; ce corps appartient vraisemblablement au groupe du fer.

Le rayonnement de l'uranium X comprend en premier lieu le groupe principal des rayons β homogènes, observé pour les composés d'urane en équilibre radioactif et caractérisé par le coefficient d'absorption $\mu = 14$ pour l'aluminium. Nous avons vu toutefois que l'uranium X émet aussi des rayons β beaucoup plus absorbables formant un groupe probablement homogène, et dont le coefficient d'absorption par l'aluminium est $\mu = 510$ (§ 114). Pour les deux groupes, l'intensité du rayonnement décroît en fonction du temps suivant la loi de destruction de l'uranium X, l'intensité diminuant de moitié en une période de 22 jours environ.

L'activité des préparations d'uranium X ne disparaît pas complètement, mais laisse toujours un résidu faible de rayons très peu pénétrants ([1]); cette activité résiduelle reste constante pendant un temps supérieur à une année. La nature de ce rayonnement n'a pas encore été précisée; on peut penser que c'est un rayonnement α émis par un produit de désintégration de l'uranium X; on peut aussi supposer que l'activité résiduelle est due à une petite quantité d'ionium contenue dans l'uranium et entraînée dans la séparation de l'uranium X avec ce dernier.

166. **Diffusion de l'uranium** X. — En séparant partiellement l'uranium X de l'uranium par la méthode qui consiste à secouer avec de l'éther la solution aqueuse d'azotate d'urane, MM. Meyer et von Schweidler ([2]) ont constaté que l'uranium contenu dans la portion riche en éther augmente d'activité régulièrement, mais que la portion riche en eau donne lieu à des effets irréguliers. Si on laisse cristalliser dans cette portion l'azotate d'urane contenant un excès d'uranium X, l'activité des cristaux mesurée en rayons β diminue d'abord beaucoup plus rapidement qu'il ne résulte d'une loi de diminution de moitié en 22 jours. De même des cristaux d'azotate d'urane qui viennent de se former dans une solution aqueuse manifestent d'abord une baisse relativement

---

([1]) Danne, *Le Radium*, 1909. — Soddy, *Nature*, 1909.
([2]) Meyer et v. Schweidler, *Wien. Ber.*, 1904.

rapide de l'activité β; cette baisse aboutit à un minimum suivi d'un accroissement d'activité qui dure plusieurs mois.

M. Godlewski [1] a montré que les effets indiqués sont dus à la diffusion de l'uranium X dans la masse du cristal. Les cristaux d'azotate d'urane formés en solution aqueuse, avec ou sans addition d'éther, contiennent une quantité d'uranium X inférieure à celle qui convient à l'équilibre radioactif, ce corps ayant été retenu dans la dissolution. Mais la cristallisation ayant lieu dans le fond du vase, le liquide enrichi en uranium X se trouve à la surface, et quand la cristallisation est terminée, la face supérieure de la plaque solide est plus riche en uranium X que la face inférieure. L'uranium X diffuse alors dans la plaque solide dans le sens de la chute de concentration, d'où résulte une baisse progressive de l'activité β de la face supérieure et une augmentation d'activité de la face inférieure. Ainsi dans une expérience les deux faces de la plaque avaient au début les activités 1035 et 196 et ont atteint la même activité après un intervalle de temps de 48 heures. Quand la diffusion est terminée, on observe un accroissement d'activité ou une activité constante suivant qu'on a séparé de l'uranium X ou qu'on n'en a pas séparé.

167. **Radiouranium.** — L'existence d'un produit intermédiaire entre l'uranium et l'uranium X a été signalée par M. J. Danne [2] à la suite de recherches faites sur l'uranium X extrait d'une solution de 20^{kg} d'azotate d'urane.

Cette solution d'un sel de commerce contient de l'acide sulfurique. En l'additionnant de petites quantités de sel de baryum on obtient un précipité de sulfate de baryum qui entraîne de l'uranium X en même temps que de l'uranium et du fer. Ces substances sont séparées du baryum, par la méthode analytique ordinaire, à l'état d'hydrates qu'on dissout dans l'acide azotique; les azotates sont traités par l'acétone qui dissout l'azotate d'urane tandis que l'uranium X reste avec l'azotate de fer insoluble dans ce réactif. Le sel de fer actif évaporé à sec et calciné a été traité à chaud par de l'eau additionnée d'acide chlorhydrique. La partie insoluble

---

(1) Godlewski, Rutherford, *Radioactivity*.

(2) Danne, *Comptes rendus*, février 1904; *Le Radium*, février 1904.

contenait l'uranium X; l'activité de ce produit était 63 fois plus grande que celle de l'uranium à poids égal, et son poids était $0^g,5$. La liqueur acide, évaporée à sec, contenait un peu de fer; le poids de cette matière était $0^g,1$, et son activité était moitié moindre que celle de l'uranium à poids égal. Toutefois, en examinant ce produit après un intervalle de plusieurs mois, M. Danne a constaté que son activité était devenue 10 fois plus grande, et que l'augmentation d'activité était due à la formation d'uranium X. En effet, en répétant sur le produit considéré un lavage à l'eau chaude on a obtenu une liqueur et un résidu insoluble; ce dernier contenait l'uranium X, caractérisé par sa période de décroissance et par la nature de son rayonnement; la liqueur était agitée avec de l'hydrate de fer qui entraînait l'uranium X restant qu'on séparait; l'eau mère évaporée à sec a fourni un produit dont l'activité s'est montrée régulièrement croissante et a augmenté dans un rapport 2,4 dans l'intervalle de 44 jours, l'accroissement d'activité étant dû à une production continue d'uranium X. Comme le produit ne pouvait contenir que des traces d'uranium, et que son activité en rayons β était supérieure à masse égale à l'activité totale de l'uranium, on pouvait penser qu'il contient une substance qui n'est pas l'uranium et qui donne lieu à la production d'uranium X; cette substance intermédiaire entre l'uranium et l'uranium X a été nommée *radiouranium*. L'activité en rayons β de l'uranium X formé par le radiouranium isolé dans cette expérience était faible par rapport à celle de l'uranium X retiré de la solution primitive de sel d'urane; on doit donc penser que la quantité de radiouranium entraîné par le sulfate de baryum était une partie seulement de la quantité de radiouranium présent avec l'uranium. Il est probable que le radiouranium ne peut que difficilement être séparé de l'uranium. Ainsi s'expliquerait ce fait qu'après séparation chimique de l'uranium X, l'activité de l'uranium s'accroît suivant la même loi que celle qu'on obtiendrait si l'uranium X était produit directement par l'uranium. Il suffit, en effet, d'admettre que lors de la séparation de l'uranium X, le radiouranium reste avec l'uranium, et que l'équilibre radioactif entre ces deux corps n'est pas altéré. La vie moyenne du radiouranium serait beaucoup plus grande que celle de l'uranium X. L'activité initiale du produit qui contenait le radiouranium n'était

qu'une faible fraction de l'activité finale; il est donc probable que le radiouranium n'émet pas de rayons α et ne pourrait émettre que des rayons β.

168. Famille de l'uranium. — Voici, en résumé, comment est composée, suivant nos connaissances actuelles, la famille de l'uranium dans l'ordre des transformations successives :

	Vie moyenne.	
Uranium.....	De l'ordre de 9×10^9 ans	rayons α
↓		
Radiouranium....	?	?
↓		
Uranium X.....	De l'ordre de 35,5 jours	rayons β et γ

CHAPITRE XIII.

RADIUM ET SA FAMILLE. — POLONIUM.

169. Rayonnement du radium. — Le radium est une substance fortement radioactive, caractérisée par une émission de rayons et par le dégagement d'une émanation radioactive dont la période de destruction est T = 3,85 jours environ. Le radium est un métal alcalino-terreux dont le poids atomique est 226,5. L'émanation radioactive à laquelle il donne naissance est un gaz monoatomique de poids atomique élevé, probablement égal à 222,5 ([1]).

Le radium privé de l'émanation et de la radioactivité induite qui en résulte est ramené à son activité minimum; il émet alors des rayons α ainsi qu'un rayonnement β très faible et très absorbable. On peut mesurer l'activité totale minimum pour une quantité connue de radium en utilisant le sel en couche suffisamment mince pour que l'absorption du rayonnement par la matière active soit négligeable, et en se servant d'une chambre d'ionisation dans laquelle les rayons α du radium au minimum d'activité sont complètement absorbés par l'air. Dans ces conditions l'effet ionisant total des rayons émis par un gramme de radium est mesuré par un courant de saturation de $6{,}0 \,.\, 10^{-4}$ ampère suivant une déter-

([1]) Tandis que la mesure du coefficient de diffusion dans l'air avait conduit à prévoir pour l'émanation un poids moléculaire et atomique d'environ 100 seulement (§ 62), une valeur très voisine de celle que prévoit la théorie des transformations radioactives a été obtenue récemment par M. Debierne qui appliquait la méthode d'*effusion*, c'est-à-dire d'écoulement par un orifice en paroi mince, à l'émanation contenue dans un mélange gazeux de très faible pression totale (*Comptes rendus*, 1910); le nombre ainsi trouvé est environ 220, la précision étant évaluée à 2 ou 3 pour 100. Plus récemment encore, M. Ramsay a effectué la pesée directe de minimes quantites d'émanation au moyen d'une balance de sensibilité très grande, spécialement construite, et en a déduit pour l'émanation un poids atomique de 220 (*Comptes rendus*, 1910).

mination directe (Rutherford), et de $8,0.10^{-5}$ ampère suivant une détermination plus récente mais moins directe (Geiger).

Si l'on utilise pour l'activité totale d'un gramme d'uranium le nombre $4,61.10^{-10}$ ampère (Mc Coy et Ashman), le rapport des activités totales du radium au minimum d'activité et de l'uranium est égal à $1,3.10^6$ dans le premier cas et à $1,74.10^6$ dans le second cas. Le premier nombre est en accord avec les résultats des expériences sur l'activité du radium et de l'uranium dans les minerais d'urane (Boltwood).

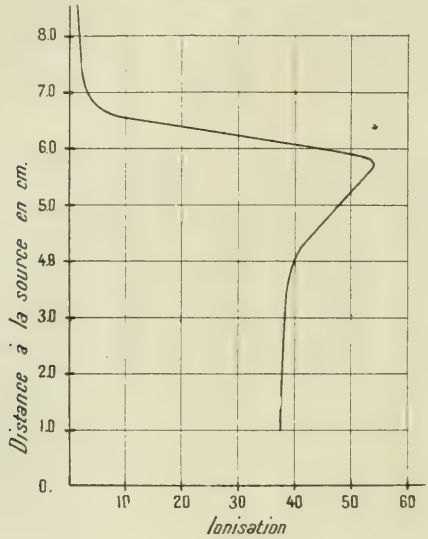
Quand le radium est en équilibre avec l'émanation et la radioactivité induite, son rayonnement α est fortement augmenté, et l'on constate de plus l'émission de rayons β et de rayons γ; ces rayons pénétrants proviennent du dépôt actif, tandis que des rayons α sont émis aussi bien par l'émanation que par le dépôt actif. Le rayonnement α du radium en équilibre radioactif se compose de quatre groupes homogènes dont les parcours dans l'air sous la pression atmosphérique sont respectivement $3^{cm},5$, $4^{cm},23$, $4^{cm},83$ et $7^{cm},03$. Nous avons vu que le groupe de rayons, dont le parcours est $3^{cm},5$ doit être attribué au radium lui-même. Le groupe, dont le parcours est le plus long, $7^{cm},03$, doit être attribué au dépôt actif, parce qu'on peut l'observer avec un fil activé. Parmi les trois substances qui composent le dépôt actif, la première, le radium A, décroît très rapidement et son effet ne peut être observé sur le fil activé que pendant environ 10 minutes; les deux autres disparaissent plus lentement et peuvent être observées pendant quelques heures. De ces deux substances plus stables, une seule émet des rayons α, et nous verrons que cette substance est le radium C. M. Mc Clung [1] a construit la courbe d'ionisation pour les rayons α émis par un fil activé au moyen de l'émanation du radium; les rayons utilisés étaient ceux du radium C après destruction du radium A. Comme l'activité diminue avec le temps, les valeurs de l'ionisation à diverses distances de la substance active doivent être rapportées à un même moment, ce qu'on peut faire facilement si la loi de variation de l'activité a été préalablement déterminée. La courbe d'ionisation obtenue (*fig.* 156) indique que le rayonnement α du

---

[1] Mc Clung, *Phil. Mag.*, 1906.

radium C est homogène et que son parcours est environ $6^{cm},7$. Les expériences relatives à la réduction du parcours des rayons α du radium C par la traversée de feuilles d'aluminium (§ 129) conduisent aussi à la conclusion que les rayons forment un

Fig. 156.



groupe homogène dont le parcours dans l'air est très voisin de 7^{cm}. On peut donc identifier ce groupe de rayons avec celui des quatre groupes émis par le radium en équilibre radioactif dont le parcours est le plus long et égal à $7^{cm},03$.

Les deux autres groupes de rayons α appartiennent à l'émanation et au radium A. On doit attribuer à ce dernier le groupe dont le parcours est $4^{cm},83$, conformément aux expériences de M. Rutherford sur la déviation magnétique de ce groupe de rayons; on a vu en effet que la valeur du produit $\frac{mv}{e}$, fournie par la mesure de cette déviation, est en accord avec la valeur de la vitesse v calculée d'après le parcours $4^{cm},83$. Des mesures directes relatives à l'absorption du rayonnement du dépôt actif par les écrans minces conduisent à la même conclusion [1].

---

[1] H.-W. Schmidt, *Ann. de Phys.*, 1906.

Les rayons β et γ appartiennent à la partie du dépôt actif dont l'évolution est plus lente, c'est-à-dire au radium B et C.

Quand le radium contient de l'émanation et de la radioactivité induite, son activité α est augmentée. Si le sel est sec, il est peu perméable à l'émanation; son activité limite, qui est atteinte un mois après la préparation, est environ cinq fois plus élevée que l'activité initiale. En effectuant une détermination plus précise sur un sel de radium en couche très mince, dont les rayons α sont totalement absorbés dans l'air de la chambre d'ionisation, on trouve un rapport 5,6 entre l'activité limite qu'aurait eue le sel, s'il n'avait éprouvé aucune perte d'émanation, et l'activité minimum du même sel (Boltwood). On en conclut que l'activité α totale d'un gramme de radium en équilibre radioactif avec l'émanation et la radioactivité induite est $1,3 \times 5,6 . 10^6$, soit $7,3 . 10^6$ fois plus grande que l'activité totale d'un gramme d'uranium. L'activité due aux rayons pénétrants était négligeable dans ces expériences.

170. Analyse de la radioactivité induite. — Nous avons vu que la radioactivité induite due au radium suit une loi d'évolution complexe en fonction du temps, et que cette loi dépend du temps pendant lequel la substance activée a été soumise à l'action activante de l'émanation du radium. Quand la substance activée a été soustraite à l'action de l'émanation, son activité mesurée par le rayonnement total va en diminuant; mais la loi de diminution n'est pas une loi exponentielle simple. Nous avons vu aussi que, dans le cas d'une exposition longue, la courbe de désactivation a pu être représentée par P. Curie et M. Danne par une différence de deux exponentielles, pour des temps supérieurs à 20 minutes à partir du début de la désactivation. Voici comment a été effectuée cette analyse qui a servi de modèle pour l'interprétation des nombreux cas analogues qui se sont présentés dans l'étude de la radioactivité.

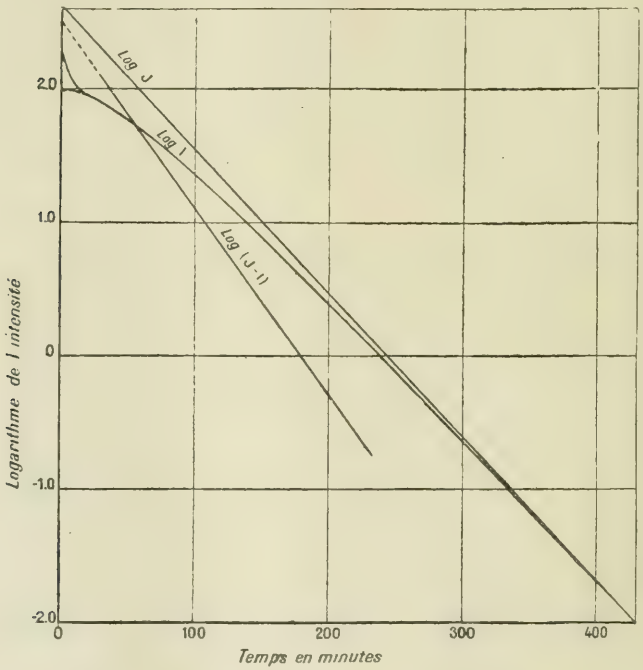
Considérons la courbe représentative du logarithme de l'intensité δ du rayonnement total en fonction du temps. La forme de cette courbe, qui a déjà été décrite précédemment (§ 76), est représentée dans la figure 157. Pour des temps supérieurs à 20 minutes environ, la courbe conserve une courbure de même

sens, constamment décroissante, la concavité étant tournée vers les axes. Une telle courbe ne saurait être représentée par une somme d'exponentielles simples affectées de coefficients différents suivant la formule

$$J = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t} + \ldots,$$

parce que, dans ce dernier cas, la courbe qui représente J ou $\log J$ en fonction du temps reste convexe vers les axes. La courbe proposée, examinée dans la région qui correspond à $t > 20$ minutes, ne

Fig. 157.



peut donc pas représenter la disparition de deux (ou plus de deux) formes de radioactivité *indépendantes entre elles*, et caractérisées chacune par une loi de destruction exponentielle simple.

Après plusieurs heures, la courbe proposée se confond très approximativement avec une droite dont l'équation peut s'écrire

$$\log J = p - qt.$$

Cette droite représente un rayonnement dont l'intensité J décroît suivant une loi exponentielle simple; soit J_0 l'intensité du rayonnement qu'on obtiendrait par extrapolation de la formule pour $t = 0$; on aura

$$J = J_0 e^{-\lambda t},$$

en posant

$$p = \log J_0, \qquad q = \lambda \log e.$$

Le rayonnement réellement observé $\mathfrak{J}$ évolue suivant une loi qui tend asymptotiquement vers la loi d'évolution du rayonnement fictif J. Formons la différence J-$\mathfrak{J}$ et examinons comment elle varie en fonction du temps. On trouve que cette différence décroît suivant une loi exponentielle simple, de sorte qu'on peut écrire

$$\log(J - \mathfrak{J}) = p' - q' t,$$
$$J - \mathfrak{J} = (J_0 - \mathfrak{J}_0) e^{-\lambda' t},$$

les valeurs de $\mathfrak{J}_0$ et de λ' étant définies par les relations

$$p' = \log(J_0 - \mathfrak{J}_0), \qquad q' = \lambda' \log e.$$

On aura par suite

$$\mathfrak{J} = J_0 e^{-\lambda t} - (J_0 - \mathfrak{J}_0) e^{-\lambda' t} = \mathfrak{J}_0 \left[\frac{J_0}{\mathfrak{J}_0} e^{-\lambda t} - \left(\frac{J_0}{\mathfrak{J}_0} - 1 \right) e^{-\lambda' t} \right],$$

ou, en posant $\frac{J_0}{\mathfrak{J}_0} = K$,

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0 [K e^{-\lambda t} - (K - 1) e^{-\lambda' t}].$$

Cette formule est celle qui a été indiquée par P. Curie et M. Danne; $\mathfrak{J}_0$ n'est pas l'intensité initiale du rayonnement total, mais l'intensité initiale extrapolée d'après la loi numérique qui représente la courbe pour des temps supérieurs à 20 minutes; la région de la courbe obtenue par extrapolation est représentée sur la figure en traits ponctués. Il résulte du mode de détermination du coefficient K que celui-ci est supérieur à l'unité, puisque $J_0 > \mathfrak{J}_0$. La courbe est donc convenablement représentée *par une différence de deux exponentielles.*

Les valeurs trouvées pour les coefficients étaient les suivantes :

$$K = 4{,}2, \qquad \lambda = 0{,}000413 \frac{1}{\text{sec}}, \qquad \lambda' = 0{,}000538 \frac{1}{\text{sec}}.$$

Après 4 heures environ la deuxième exponentielle est devenue peu importante par rapport à la première. L'intensité du rayonnement décroît alors suivant une loi exponentielle simple caractérisée par le coefficient λ; elle décroît de moitié en une période d'environ 28 minutes.

171. Interprétation théorique. — Si l'on admet qu'une matière radioactive simple est caractérisée essentiellement par une loi de destruction exponentielle simple, la loi observée pour la disparition de la radioactivité induite du radium après exposition longue ne peut s'interpréter par la présence d'une seule matière radioactive; nous avons vu aussi qu'elle ne peut s'interpréter par la présence de plusieurs matières radioactives indépendantes. On arrive à une interprétation satisfaisante en admettant que pour $t > 20$ minutes deux matières radioactives sont présentes sur le corps activé, mais que ces deux matières ne sont pas indépendantes, l'une d'elles se produisant aux dépens de l'autre.

Cette théorie, dans le cas du dépôt actif du radium, ne s'applique pas rigoureusement, même pour $t > 20$ minutes. Elle sera cependant exposée avec quelques détails parce qu'elle donne une première représentation approchée des phénomènes. Son application est plus rigoureuse dans d'autres cas connus, de sorte que les résultats obtenus ici seront utilisés plus loin.

Soient B et C les deux matières. Nous admettrons que chacune d'elles se détruit spontanément suivant une loi exponentielle simple, les coefficients caractéristiques de la destruction étant respectivement b et c. De plus, en se détruisant, la matière B donne lieu à la formation de matière C, un atome de B pouvant fournir lors de sa destruction n atomes de C. On peut convenir que les lettres B et C représentent les nombres d'atomes des deux matières sur le corps activé. Nous aurons, en ce cas, en désignant par B_0 et C_0 les valeurs de B et de C au début de la désactivation,

$$B = B_0 e^{-bt},$$

$$C = \frac{nbB_0}{c-b} e^{-bt} - \left(C_0 - \frac{nbB_0}{c-b}\right) e^{-ct}$$

(§ 92).

Le rayonnement à un instant quelconque pourra être la somme de deux termes, dont l'un provient de B et l'autre de C. Soient k_2

le nombre d'ions formés par atome détruit de B et k_3 le nombre d'ions formés par atome détruit de C, et mesurons le rayonnement $\mathfrak{I}$ par le nombre d'ions obtenus au total. Nous aurons

$$\mathfrak{I} = k_2 b \mathrm{B} + k_3 c \mathrm{C},$$
$$\mathfrak{I}_0 = k_2 b \mathrm{B}_0 + k_3 c \mathrm{C}_0;$$

d'où

$$\frac{\mathfrak{I}}{\mathfrak{I}_0} = \mathrm{K} e^{-bt} - (\mathrm{K} - 1) e^{-ct},$$

avec

$$\mathrm{K} = \frac{k_2 b \mathrm{B}_0 + k_3 \dfrac{nbc\mathrm{B}_0}{c-b}}{k_2 b \mathrm{B}_0 - k_3 c \mathrm{C}_0}.$$

Une formule de cette forme peut représenter le phénomène observé à condition que le coefficient K ait une valeur convenable. Pour K compris entre 0 et 1 la formule obtenue représente une somme d'exponentielles; pour $\mathrm{K} < 0$ ou $\mathrm{K} > 1$ elle représente une différence d'exponentielles. La valeur de K est déterminée par la valeur relative des constantes radioactives b et c, par la proportion initiale $\frac{\mathrm{C}_0}{\mathrm{B}_0}$ des deux substances et par leur activité relative, c'est-à-dire par le rapport des nombres d'ions k_2 et nk_3 créés respectivement lors de la destruction d'un atome de B et de la destruction des atomes C provenant d'un atome de B. La discussion complète donne des résultats différents suivant qu'on a $b > c$ ou $b < c$. On verra plus loin que c'est ce dernier cas qui est réalisé. Par suite on aura toujours $\mathrm{K} > 0$, et pour que K soit supérieur à l'unité, on devra avoir

$$\frac{b}{c-b} \frac{n\mathrm{B}_0}{\mathrm{C}_0} > 1,$$

ce qui arrive d'autant plus facilement que les valeurs de b et de c sont plus rapprochées et que B_0 est plus important par rapport à C_0.

L'équation se réduit à une exponentielle simple pour $\mathrm{K} = 0$ ou $\mathrm{K} = 1$. La première condition se trouve évidemment réalisée si $\mathrm{B}_0 = 0$, parce que la matière C existe alors seule sur le corps activé. Mais on peut aussi obtenir une loi exponentielle

simple ($K = 1$) en supposant $c > b$ si l'on a en même temps

$$\frac{C_0}{B_0} = \frac{nb}{c-b}.$$

En ce cas les deux matières B et C se trouvent simultanément sur le corps activé, et si l'on obtient néanmoins une loi exponentielle simple, c'est que l'accroissement de C qui provient de B, s'ajoutant à la destruction spontanée de C, reproduit exactement la loi de diminution plus lente qui caractérise la matière B. Il est utile de se souvenir qu'un tel cas est possible.

Il est particulièrement intéressant d'examiner le cas où la matière C sur le corps activé provient uniquement de la matière B qui s'y est déposée précédemment. Supposons que cette dernière se dépose avec une vitesse constante Δ sur le corps qui s'active. Si à l'origine du temps les quantités B et C étaient nulles, à l'instant t elles seront données par les formules (§ 93)

$$B = \frac{\Delta}{b}(1 - e^{-bt}), \qquad C = \frac{n\Delta}{c}\left(1 - \frac{c}{c-b}e^{-bt} + \frac{b}{c-b}e^{-ct}\right).$$

Pour un temps suffisamment long, $t = \infty$, les valeurs de B et de C tendent vers les valeurs limites B_∞ et C_∞

$$B_\infty = \frac{\Delta}{b}, \qquad C_\infty = \frac{n\Delta}{c}.$$

Ces valeurs limites sont celles qu'on obtient sur le corps activé après exposition longue. En introduisant ces valeurs à la place de B_0 et de C_0 dans l'expression calculée pour le coefficient K de la formule de désactivation, on trouve

$$K = \frac{k_2 b + n k_3 \dfrac{bc}{c-b}}{k_2 b + n k_3 b}.$$

Examinons en particulier le cas où la matière B ne donne pas lieu à un rayonnement appréciable, et où le rayonnement ne provient que de C. On devra faire $k_2 = 0$, et il en résulte

$$(1) \qquad K = \frac{c}{c-b}, \qquad K - 1 = \frac{b}{c-b}.$$

La formule de désactivation devient en ce cas

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{c}{c-b} e^{-bt} - \frac{b}{c-b} e^{-ct},$$

et l'on constate que, pour $t = 0$,

$$\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_0 = 0,$$

c'est-à-dire que la courbe de désactivation après exposition longue est tangente à l'origine à la direction de l'axe des temps. Le coefficient K peut alors être calculé d'après les valeurs de b et c seulement. Si l'on se reporte à la loi trouvée expérimentalement par P. Curie et M. Danne, et si l'on fait $\lambda = b$, $\lambda' = c$, on trouve $K = 4,3$.

L'expérience ayant donné pour ce coefficient la valeur $K = 4,2$, on pouvait en conclure que, dans les conditions de l'expérience, le rayonnement de la matière B était très peu important par rapport à celui de la matière C.

Si l'on avait posé

$$\lambda = c, \qquad \lambda' = b,$$

le résultat eût été le même. La formule (1) est, en effet, symétrique par rapport aux coefficients b et c et ne se modifie pas quand on intervertit ces deux coefficients. On ne peut donc pas conclure d'après cette formule lequel des coefficients λ et λ' doit être attribué à la matière B et lequel à la matière C. Cependant l'interprétation physique du phénomène est très différente dans les deux cas. Si $\lambda = c$, alors vers la fin de la désactivation la matière C se trouve seule sur le corps activé, et c'est pour cela que la loi de décroissance devient à la limite une exponentielle simple caractéristique de la matière C. Si $\lambda = b$, alors les deux matières B et C restent constamment présentes sur le corps activé, mais comme la matière inactive B décroît plus lentement que C et entretient celle-ci, la proportion de la matière C par rapport à la matière B tend à devenir constante, et c'est pour cela que la loi de décroissance devient à la limite une exponentielle simple, caractéristique non pas de la matière C mais bien de la matière B, quoique celle-ci ne participe guère directement à la production du rayonnement.

A la suite d'expériences sur la distillation du dépôt actif du

radium, P. Curie et M. Danne avaient adopté la valeur de λ pour le coefficient c, mais des expériences ultérieures plus complètes ont prouvé qu'on doit admettre

$$\lambda = b, \qquad \lambda' = c,$$

c'est-à-dire que la matière dont le rayonnement est négligeable, ou tout au moins peu important relativement au rayonnement total, est celle qui décroît le plus lentement.

172. Application de la théorie de deux substances à l'étude de l'évolution du rayonnement pénétrant d'un corps activé. — Nous avons vu que si la substance B est produite avec une vitesse constante Δ, et si les quantités de B et C présentes à l'origine du temps sont nulles, les quantités de ces matières présentes après un temps d'exposition τ sont données par les formules

$$B_\tau = \frac{\Delta}{b}(1 - e^{-b\tau}), \qquad C_\tau = \frac{n\Delta}{c}\left(\frac{b}{c-b}e^{-c\tau} - \frac{c}{c-b}e^{-b\tau} + 1\right).$$

Si, après le temps τ, on arrête l'activation, et si l'on abandonne le corps activé à lui-même, les quantités des matières B et C sur ce corps évoluent à partir de ce moment suivant les formules

$$B = B_0 e^{-bt}, \qquad C = \frac{nbB_0}{c-b}e^{-bt} - \left(C_0 - \frac{nbB_0}{c-b}\right)e^{-ct}.$$

Si dans ces formules on donne à B_0 et à C_0 les valeurs B_τ et C_τ indiquées ci-dessus, on trouve

$$B = \frac{\Delta}{b}(1 - e^{-b\tau})e^{-bt}, \quad C = \frac{n\Delta}{c}\left[\frac{c(1 - e^{-b\tau})}{c-b}e^{-bt} - \frac{b(1 - e^{-c\tau})}{c-b}e^{-ct}\right].$$

Dans le cas général le rayonnement est de la forme

$$\Delta = k_2 b B + k_3 c C,$$

mais si le rayonnement de la matière B est négligeable par rapport à celui de la matière C, le rayonnement est simplement proportionnel à la quantité de C. On peut remarquer que dans ce dernier cas on retrouve pour $\tau = \infty$ la formule caractéristique de la désactivation après exposition longue.

Pour un temps τ très court les expressions $(1 - e^{-b\tau})$ et

$(1 - e^{-c\tau})$ se réduisent approximativement à $b\tau$ et $c\tau$, et l'on obtient

$$C = \frac{nb\,\Delta\tau}{c - b}(e^{-bt} - e^{-ct}).$$

Quand cette formule est applicable, la matière B existe seule sur le corps activé pour $t = 0$, c'est-à-dire immédiatement après la fin de l'exposition supposée suffisamment courte. Il en résulte que si cette matière est inactive, on aura à ce moment un rayonnement nul $\mathcal{I} = 0$. Le rayonnement s'accroît ensuite en fonction du temps par suite de la formation de la matière C; un maximum est atteint quand la quantité de C passe elle-même par un maximum, ce qui a lieu à un instant x déterminé par la relation

$$e^{(c-b)x} = \frac{c}{b}.$$

Après avoir atteint ce maximum, le rayonnement représenté par la formule commence à décroître, et la loi de décroissance limite est une loi exponentielle simple caractérisée par le coefficient b dont la valeur est inférieure à celle du coefficient c. Cette loi est la même que la loi limite après exposition longue.

Si le temps τ n'est pas très court, la quantité de matière C présente à la fin de l'exposition n'est pas nulle; toutefois elle commence par croître et passe par un maximum pour un temps x tel que

$$e^{(c-b)x} = \frac{1 - e^{-c\tau}}{1 - e^{-b\tau}}.$$

Le temps x est d'autant plus court que τ est plus grand et tend vers 0 quand τ tend vers ∞. Le maximum est alors reporté à l'origine et l'accroissement initial de l'activité ne se produit plus.

La valeur maximum de la quantité C est donnée par la formule

$$C_m = \frac{n\Delta}{c} e^{-cx}(1 - e^{-c\tau});$$

elle devient, pour les petites valeurs de τ, $C_m = n\,\Delta\tau e^{-cx}$.

Si l'on désigne par $\mathcal{I}_m$ l'intensité maximum correspondant à la valeur maximum de C, on trouve

$$\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_m} = \frac{C}{C_m} = \frac{c}{c - b}\,\frac{e^{-bt}}{e^{-bx}} - \frac{b}{c - b}\,\frac{e^{-ct}}{e^{-cx}}.$$

Quand τ est très court, cette formule devient

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_m} = \frac{e^{-bt} - e^{-ct}}{e^{-bx} - e^{-cx}}.$$

On peut encore remarquer que si l'on compte le temps à partir de l'instant où se produit le maximum de C, et si l'on nomme t' le temps ainsi compté, on a $t = t' + x$:

$$C = \frac{\Delta n}{c - b}(1 - e^{-c\tau})e^{-cx}\left(e^{-bt'} - \frac{b}{c}e^{-ct'}\right).$$

On voit, en ce cas, qu'à un facteur d'intensité près la même équation s'applique quel que soit le temps d'activation τ. Par suite, à partir du maximum les courbes qui représentent l'évolution de la matière C ont toutes la même forme qui ne dépend que des constantes b et c, et il en sera de même des courbes représentatives de l'intensité du rayonnement, si celle-ci ne dépend que de la matière C. On trouve, d'ailleurs, pour la matière B,

$$B = \frac{\Delta}{b}(1 - e^{-c\tau})e^{-cx}e^{-bt'}.$$

Si donc cette matière rayonne également et qu'on ait par suite à exprimer le rayonnement par la formule

$$\mathcal{J} = k_2 b B + k_3 c C,$$

la forme de la courbe à partir du maximum est encore indépendante du temps τ, mais dépend en ce cas des valeurs de b et de c et de l'activité relative des substances B et C.

La loi de désactivation après activation longue et la loi d'activation sont représentées par des courbes complémentaires (§ 93). Si l'on désigne par J l'intensité du rayonnement pendant l'activation, par J_∞ l'intensité limite, on trouve

$$\frac{J_\infty - J}{J_\infty} = Ke^{-bt} - (K - 1)e^{-ct},$$

le coefficient K étant le même que celui qui caractérise la désactivation après exposition longue, donnée par la formule

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0[Ke^{-bt} - (K - 1)e^{-ct}].$$

On a de plus $\mathcal{J}_0 = J_\infty$ et, par suite, $\mathcal{J} + J = J_\infty$, relation qui

exprime que les courbes qui représentent $\mathcal{J}$ et J sont complémentaires.

Nous avons vu que la formule

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0} = \frac{c}{c-b} e^{-bt} - \frac{b}{c-b} e^{-ct}$$

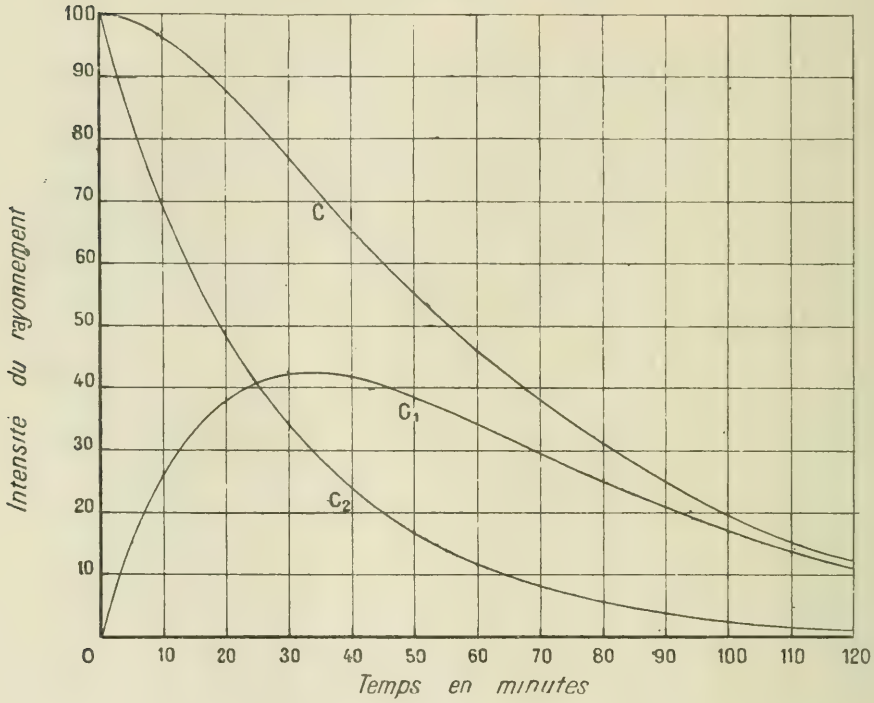
représente avec une certaine approximation la variation avec le temps de l'intensité totale du rayonnement d'un corps qui a subi une activation longue par le radium, le temps étant compté depuis la fin de l'exposition. Toutefois la formule ne s'applique pas à un intervalle de temps qui comporte environ 20 minutes depuis la fin de l'exposition, et pendant lequel se produit une chute brusque de l'activité, non prévue par la formule. $\mathcal{J}_0$ ne représente pas l'intensité initiale réelle, mais l'intensité initiale extrapolée d'après la formule.

Si, au lieu de mesurer le rayonnement total, on mesure seulement le rayonnement β et γ, on trouve que la même courbe représente approximativement la désactivation après exposition longue dans toute l'étendue des mesures à partir du début. L'évolution du rayonnement β et γ est donc expliquée par l'hypothèse de deux substances B et C composant le dépôt actif, et dont la première qui entretient la seconde a un rayonnement peu important dans les conditions de l'expérience par rapport à celui de cette dernière. Cependant la concordance n'est pas rigoureuse.

L'étude des courbes obtenues pour des temps d'exposition variables (*fig.* 78) confirme l'interprétation théorique proposée. Pour un temps d'exposition très court, le rayonnement β et γ est d'abord très faible et commence par croître, il passe par un maximum environ 35 minutes après la fin de l'exposition et décroît ensuite suivant une loi qui tend vers la loi exponentielle simple de diminution de moitié en 28 minutes, loi caractéristique de la substance B. En utilisant des temps d'exposition différents, on constate que le maximum prévu par la théorie se trouve en position sur l'échelle des temps et qu'à partir du maximum les courbes correspondant aux différentes valeurs de τ sont superposables, à condition d'attribuer la même valeur à l'intensité maximum. Pour obtenir ces courbes on laisse péné-

trer l'émanation par aspiration brusque dans le vase qui contient la lame qu'on veut activer; on laisse séjourner l'émanation dans le vase pendant un temps déterminé, puis on retire rapidement la lame et l'on commence les mesures le plus tôt possible,

Fig. 158.



en utilisant comme écran une lame d'aluminium d'épaisseur supérieure à $0^{mm},1$.

Supposons que le rayonnement de la substance B soit nul, et considérons la courbe de désactivation après exposition longue. L'intensité du rayonnement est proportionnelle à la quantité de la matière C. On a, d'ailleurs,

$$C = C_1 + C_2,$$

où

$$C_2 = C_0 e^{-ct},$$

$$C_1 = \frac{c C_0}{c - b}(e^{-bt} - e^{-ct}).$$

Le terme C_2 représente la décroissance de la matière C qui était présente sur le corps activé au début de la désactivation. Le terme C_1 représente l'évolution de la matière C qui provient de la matière B présente sur le corps activé au début de la désactivation. La somme des ordonnées des courbes C_1 et C_2 (*fig.* 158) reproduit les ordonnées de la courbe C qui représente approximativement l'évolution du rayonnement total après exposition longue, non compris un intervalle initial de 20 minutes, et l'évolution du rayonnement γ et β depuis le début de la désactivation [1].

173. **Théorie des trois substances. Radium** A, **radium** B, **radium** C. **Activation.** — La théorie précédemment exposée ne rend pas compte de la baisse initiale rapide du rayonnement total du dépôt actif. Cette baisse, déjà importante après une exposition longue, devient considérable quand on utilise un temps d'exposition d'une minute seulement (*fig.* 75, II).

Pour expliquer complètement le mécanisme de l'évolution du dépôt actif, il faut admettre que celui-ci se compose de trois substances radioactives distinctes, désignées par les lettres A, B, C. Chacune de ces substances se détruit suivant une loi exponentielle simple qui la caractérise, et la destruction du radium A, très rapide, est achevée pratiquement en un temps d'environ 20 minutes. Le radium A n'émet que des rayons α, et sa présence n'intervient pas beaucoup pour modifier les courbes relatives aux rayons β et γ. On admet, de plus, que l'émanation produit directement le radium A, lequel, en se détruisant, donne lieu à la formation du radium B, lequel à son tour se détruit en formant du radium C. Nous conviendrons que les lettres A, B, C désignent respectivement les nombres des atomes des trois substances.

---

(1) Les courbes de la figure 158 ont été tracées en utilisant les valeurs

$$b = 4,34.10^{-4}\frac{1}{\text{sec}}, \qquad c = 5,93.10^{-4}\frac{1}{\text{sec}},$$

qu'on adopte actuellement comme valeurs probablement les plus exactes des constantes radioactives b et c. Conformément à ces valeurs, on trouve

$$\frac{c}{c-b} = K = 3,75.$$

Supposons que le corps activé se trouve en présence de l'émanation du radium dont la concentration est maintenue constante, et que, dans ces conditions, il y ait dépôt de radium A avec une vitesse constante Δ sur le corps activé. Soient a la constante radioactive du radium A, n_1 le nombre d'atomes de radium B provenant d'un atome de radium A, et k_1 le nombre d'ions produits lors de la destruction d'un atome de radium A dans les conditions de l'expérience, ou *coefficient d'activité* du radium A. Soient de même b la constante radioactive du radium B, n_2 le nombre des atomes de radium C provenant de la destruction d'un atome de radium B et k_2 le coefficient d'activité du radium B. Soient enfin c la constante radioactive du radium C et k_3 son coefficient d'activité. Si l'on suppose qu'à l'origine du temps on avait

$$A = B = C = 0,$$

les quantités des trois substances présentes à l'instant t sur le corps activé sont les suivantes (§ 93) :

$$A = \frac{\Delta}{a}(1 - e^{-at}),$$

$$B = \frac{n_1 \Delta}{b}\left(1 + \frac{b}{a-b}e^{-at} - \frac{a}{a-b}e^{-bt}\right),$$

$$C = \frac{n_1 n_2 \Delta}{c}\left[1 - \frac{bc}{(a-b)(a-c)}e^{-at} - \frac{ac}{(a-b)(c-b)}e^{-bt} - \frac{ab}{(c-b)(a-c)}e^{-ct}\right].$$

Ces formules ont été écrites de manière que les différences des constantes radioactives soient toutes positives. L'expérience a montré en effet qu'on a $a > c > b$.

Les valeurs limites de A, B et C pour $t = \infty$ sont les suivantes :

$$A_\infty = \frac{\Delta}{a}, \qquad B_\infty = \frac{n_1 \Delta}{b}, \qquad C_\infty = \frac{n_1 n_2 \Delta}{c}.$$

Il est facile de vérifier que, pour un temps d'activation τ très court, on a

$$A = \Delta\tau,$$

et que les rapports $\frac{B}{A}$ et $\frac{C}{A}$ tendent vers o avec τ. Il en résulte que, pour une valeur de τ suffisamment petite, la matière A existe seule

sur le corps activé, et que la loi de décroissance initiale du rayonnement total peut, par suite, fournir la valeur du coefficient a.

L'intensité du rayonnement J pendant l'activation se compose de trois termes

$$J = k_1 a A + k_2 b B + k_3 c C,$$

et la valeur limite du rayonnement est donnée par la relation

$$J_\infty = k_1 a A_\infty + k_2 b B_\infty + k_3 c C_\infty = \Delta(k_1 + k_2 n_1 + k_3 n_1 n_2).$$

Il se forme alors sur le corps activé autant d'atomes de chaque matière qu'il s'en détruit pendant le même temps, de sorte que les activités relatives des matières A, B et C en équilibre radioactif avec l'émanation sont représentées par les nombres

$$k_1, \quad k_2 n_1, \quad k_3 n_1 n_2.$$

En remplaçant A, B et C par leurs valeurs dans l'expression de J nous obtenons la formule

$$(\mathrm{I}) \qquad J_\infty - J = \Delta(P e^{-at} + Q e^{-bt} + R e^{-ct})$$

avec

$$P = k_1 - k_2 n_1 \frac{b}{a-b} + k_3 n_1 n_2 \frac{bc}{(a-b)(a-c)},$$

$$Q = k_2 n_1 \frac{a}{a-b} + k_3 n_1 n_2 \frac{ac}{(a-b)(c-b)},$$

$$R = -k_3 n_1 n_2 \frac{ab}{(c-b)(a-c)}.$$

174. Désactivation. — Soit τ le temps d'activation. Les quantités A_0, B_0, C_0 des matières A, B, C qui se trouvent après la fin de l'exposition sur le corps activé, sont obtenues en remplaçant t par τ dans les formules qui donnent les valeurs de A, B, et C pendant l'activation. On a donc

$$A_0 = \frac{\Delta}{a}(1 - e^{-a\tau}),$$

$$B_0 = \frac{n_1 \Delta}{b}\left(1 + \frac{b}{a-b} e^{-a\tau} - \frac{a}{a-b} e^{-b\tau}\right),$$

$$C_0 = \frac{n_1 n_2 \Delta}{c}\left[1 - \frac{bc}{(a-b)(a-c)} e^{-a\tau} - \frac{ac}{(a-b)(c-b)} e^{-b\tau} + \frac{ab}{(c-b)(a-c)} e^{-c\tau}\right].$$

Les quantités des trois substances présentes sur le corps activé au temps t à partir du début de la désactivation sont ensuite données par les formules

$$A = A_0 e^{-at},$$

$$B = -n_1 A_0 \frac{a}{a-b} e^{-at} + \left(B_0 + n_1 A_0 \frac{a}{a-b}\right) e^{-bt},$$

$$C = n_1 n_2 A_0 \frac{ab}{(a-b)(a-c)} e^{-at} + n_2 \frac{b}{c-b}\left(B_0 + n_1 A_0 \frac{a}{a-b}\right) e^{-bt}$$
$$+ \left[C_0 - n_2 B_0 \frac{b}{c-b} - n_1 n_2 A_0 \frac{ab}{(a-c)(c-b)}\right] e^{-ct}.$$

Ces relations peuvent aussi s'écrire, en mettant en évidence la proportion de chaque matière qui provient de l'une des trois matières présentes au début de la désactivation,

$$A = A_0 e^{-at},$$

$$B = B_0 e^{-bt} + n_1 A_0 \frac{a}{a-b}(e^{-bt} - e^{-at}),$$

$$C = C_0 e^{-ct} + n_2 B_0 \frac{b}{c-b}(e^{-bt} - e^{-ct})$$
$$+ n_1 n_2 ab A_0 \left[\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} + \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} + \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)}\right].$$

On voit ainsi que la matière B se compose d'une partie B_2, restant de la matière B présente à l'origine, et d'une partie B_1 provenant de la matière A présente à l'origine. De même la matière C se compose de trois parties C_3, C_2, C_1 qui proviennent respectivement de C_0, de B_0 et de A_0 par l'intermédiaire de B.

En remplaçant A_0, B_0 et C_0 par leurs valeurs en fonction de τ on trouve

$$A = \frac{\Delta}{a}(1 - e^{-a\tau}) e^{-at},$$

$$B = \frac{n_1 \Delta}{b}\left[\frac{a}{a-b}(1 - e^{-b\tau}) e^{-bt} - \frac{b}{a-b}(1 - e^{-a\tau}) e^{-at}\right],$$

$$C = \frac{n_1 n_2 \Delta}{c}\left[\frac{bc(1 - e^{-a\tau})}{(a-b)(a-c)} e^{-at} + \frac{ac(1 - e^{-b\tau})}{(a-b)(c-b)} e^{-bt}\right.$$
$$\left. - \frac{ab(1 - e^{-c\tau})}{(a-c)(c-b)} e^{-ct}\right].$$

On obtient ensuite pour la valeur du rayonnement $\mathfrak{I}$ pendant

la désactivation et pour la valeur $\mathfrak{I}_0$ du rayonnement initial

$$\mathfrak{I} = k_1 a A + k_2 b B + k_3 c C,$$
$$\mathfrak{I}_0 = k_1 a A_0 + k_2 b B_0 + k_3 c C_0,$$
$$\text{(II)} \quad \mathfrak{I} = \Delta[P(1 - e^{-a\tau})e^{-at} + Q(1 - e^{-b\tau})e^{-bt} + R(1 - e^{-c\tau})e^{-ct}],$$

P, Q et R étant les mêmes coefficients que ceux de la formule (I) (§ 173).

Si $\mathfrak{I}_0 \neq 0$ on peut mettre la valeur de $\mathfrak{I}$ sous la forme

$$\frac{\mathfrak{I}}{\mathfrak{I}_0} = \frac{P(1 - e^{-a\tau})e^{-at} + Q(1 - e^{-b\tau})e^{-bt} + R(1 - e^{-c\tau})e^{-ct}}{P(1 - e^{-a\tau}) + Q(1 - e^{-b\tau}) + R(1 - e^{-c\tau})}.$$

Si en particulier $\tau = \infty$, la valeur du rayonnement pendant la désactivation après activation saturée devient

$$\mathfrak{I} = \Delta(P e^{-at} + Q e^{-bt} + R e^{-ct}).$$

La comparaison des formules (I) et (II) montre qu'on a constamment

$$\mathfrak{I} + J = J_\infty.$$

La courbe d'activation et la courbe de désactivation après exposition longue sont donc complémentaires, et nous avons vu que ce résultat reste exact quel que soit le nombre des substances qu'on est amené à faire intervenir (§ 93); la relation considérée se trouve, en effet, réalisée pour les nombres d'atomes de chaque substance séparément, ainsi qu'on peut le vérifier sur les formules indiquées plus haut, donnant les valeurs de A, B et C pendant l'activation et pendant la désactivation; pour la vérification on doit donner à τ la valeur $\tau = \infty$.

Les quantités P, Q, R qui se présentent dans les formules d'activation et de désactivation comme facteurs des exponentielles sont fonctions des constantes radioactives a, b, c et aussi des coefficients k_1, k_2, k_3 qui caractérisent l'activité relative des trois substances dans l'appareil de mesures employé. La valeur de ces coefficients dépend essentiellement de la manière dont les rayons son utilisés pour l'ionisation du gaz, c'est-à-dire de la forme et des dimensions de la chambre d'ionisation, de la forme et des dimensions de la source radiante, de l'emplacement de celle-ci, de la distribution du dépôt actif dans la source, des écrans qu'on peut utiliser pour la mesure du rayonnement. Il en résulte que, d'une

manière générale, la forme des courbes qui représentent l'intensité du rayonnement en fonction du temps, pendant la désactivation, dépend nécessairement du dispositif expérimental employé et peut varier beaucoup avec celui-ci ; ces courbes ne jouissent donc pas d'un caractère de fixité absolue relativement à la série de transformations radioactives considérée. Seule se maintient invariable cette propriété, que dans tous les cas la loi d'évolution tend finalement vers une loi exponentielle simple, qui correspond à celle des trois exponentielles dont la décroissance est la plus lente, car après un intervalle de temps suffisant à partir de la fin de l'exposition, les termes qui contiennent les deux autres exponentielles sont devenus négligeables par rapport au terme qui contient l'exponentielle considérée. Quand ce résultat est atteint, la forme de la courbe devient évidemment indépendante du dispositif expérimental

On peut cependant remarquer que si le dispositif expérimental est tel que les rayons α sont entièrement utilisés dans la chambre d'ionisation, sans que les dimensions de celle-ci dépassent de beaucoup la valeur nécessaire pour obtenir ce résultat, l'ionisation due aux rayons β reste peu importante par rapport à celle qui est due aux rayons α, et les courbes qui représentent l'intensité du rayonnement total en fonction du temps, pendant la désactivation, conservent alors sensiblement la même forme pour les dispositifs expérimentaux qui réalisent la condition indiquée.

Nous avons vu que la première analyse de la courbe de désactivation après exposition longue a conduit à la conclusion que le rayonnement total de la matière B est négligeable par rapport à celui de la matière C. Si cette supposition était vérifiée d'une manière rigoureuse, on pourrait poser $k_2 = 0$. D'autre part, la décroissance de la matière A étant très rapide, le terme qui contient l'exponentielle e^{-at} devient négligeable, par rapport aux termes qui contiennent les deux autres exponentielles, en un temps inférieur à une demi-heure. La formule (II) qui représente le rayonnement, pour $k_2 = 0$, peut être mise sous la forme

$$\vartheta = \Delta k_3 n_1 n_2 \left[m(1 - e^{-a\tau}) e^{-at} + \frac{ac}{(a-b)(c-b)}(1 - e^{-b\tau}) e^{-bt} \right.$$
$$\left. - \frac{ab}{(a-c)(c-b)}(1 - e^{-c\tau}) e^{-ct} \right]$$

avec

$$m = \frac{k_1}{k_2 n_1 n_2} = \frac{bc}{(a-b)(a-c)}.$$

Par conséquent, pour des temps supérieurs à 30 minutes, la forme de la courbe qui représente le rayonnement total en fonction du temps ne dépendrait plus, en ce cas, du dispositif expérimental, mais seulement des valeurs des trois constantes radioactives.

175. Détermination des constantes radioactives. — Puisqu'au début de la désactivation, après un temps d'activation suffisamment court, la matière A se trouve seule sur le corps activé, on pourra déterminer approximativement la constante a en observant la baisse initiale du rayonnement qui a lieu suivant la loi exponentielle caractéristique de la matière A. On trouve ainsi que la matière A se détruit de moitié en un temps voisin de 3 minutes. La détermination ne comporte pas une très grande précision, mais la valeur de a ainsi obtenue est contrôlée par l'accord général des courbes expérimentales avec la courbe théorique. Les valeurs de a indiquées par divers expérimentateurs sont les suivantes :

$a = 0{,}00401 \frac{1}{\text{sec}}$;	diminution de moitié en	2,9 minutes	(CURIE)
$a = 0{,}00385$ »	»	3,0 »	(BRONSON)
$a = 0{,}00385$ »	»	3,0 »	(SCHMIDT)

L'exponentielle dont la décroissance est la plus lente, est connue par la loi de baisse finale du rayonnement. P. Curie et M. Danne ont trouvé que, 4 heures après le début de la désactivation, le rayonnement décroît de moitié en une période T = 28 minutes, ce qui correspond à une constante radioactive $0{,}000413 \frac{1}{\text{sec}}$. Cependant en utilisant des corps fortement activés et en prolongeant la courbe de désactivation, on observe que la vitesse de décroissance augmente encore un peu. Les deux exponentielles relatives aux matières B et C ont, en effet, leurs coefficients b et c peu différents, et c'est seulement après un intervalle de 10 heures que l'exponentielle e^{-ct} est réduite à la fraction 0,01 de l'exponentielle e^{-bt}.

Avec des mesures faites 6 heures après le début de la désactivation, M. Bronson a trouvé T = 26 minutes. Cette valeur est

probablement un peu trop faible. Des mesures faites dans mon laboratoire donnent le résultat suivant :

Décroissance entre 5 et 7 heures après le début..		T = 27,2 min.
»	7 et 10 heures »	26,8 »

La valeur qui convient probablement le mieux est T = 26,8 minutes. Elle est en très bon accord avec la valeur 26,7 minutes indiquée par M. Lerch à la suite d'expériences qui seront décrites plus loin. On en déduit pour la constante radioactive la valeur $0,000433 \frac{1}{\text{sec}}$.

Le coefficient de la deuxième des exponentielles qui interviennent dans la désactivation pour des temps supérieurs à une demi-heure a été déterminé par P. Curie et M. Danne par la méthode indiquée plus haut (§ 170). La période de décroissance de moitié a été trouvée égale à 21 minutes, ce qui correspond à une constante radioactive $0,000538 \frac{1}{\text{sec}}$. Nous verrons toutefois que la valeur de cette constante est probablement un peu plus forte et égale à 0,000593.

La théorie approchée ayant montré que le rayonnement de la matière B est, en première approximation, négligeable par rapport à celui de la matière C, on peut représenter approximativement la courbe de désactivation après exposition saturée, pour des temps pour lesquels l'exponentielle e^{-at} est devenue négligeable, par la formule

$$\mathcal{J} = \mathcal{G}\left[\frac{ac}{(a-b)(c-b)}e^{-bt} - \frac{ab}{(a-c)(c-b)}e^{-ct}\right],$$

où

$$\mathcal{G} = \Delta c_3 n_1 n_2$$

(§ 174). Désignons par $\mathcal{J}'$ la valeur de $\mathcal{J}$ extrapolée d'après cette formule pour $t = 0$. On pourra écrire

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}'} = Ke^{-bt} - (K-1)e^{-ct}$$

avec

$$K = \frac{ac(a-c)}{ac(a-c) - ab(a-b)}, \qquad (K-1) = \frac{ab(a-b)}{ac(a-c) - ab(a-b)}.$$

La formule obtenue diffère peu de la formule primitive Curie et Danne, parce que le rapport $\frac{a-b}{a-c}$ n'étant pas très différent de l'unité, le coefficient K ne diffère pas beaucoup de la valeur $\frac{c}{c-b}$. Si l'on pose

$$a = 0{,}00385, \qquad b = 0{,}000433, \qquad c = 0{,}000593;$$

on trouve

$$\frac{a-b}{a-c} = 1{,}05; \qquad K = 4{,}27.$$

La valeur de K ainsi calculée concorde bien avec la valeur 4,2 trouvée expérimentalement, mais les coefficients des exponentielles dans la formule Curie et Danne ont dû être un peu augmentés. La formule ainsi modifiée représente avec une bonne approximation la courbe obtenue expérimentalement par la mesure du rayonnement total. Cette formule étant d'ailleurs symétrique par rapport aux constantes b et c, ne peut servir pour décider à laquelle de ces constantes on doit attribuer la valeur la plus élevée. Cette question a été résolue par des expériences faites sur la distillation du dépôt actif et sur l'électrolyse de ses solutions.

176. Distillation du dépôt actif et expériences d'électrolyse. — Miss Gates [1] a montré que, quand on chauffe un corps activé, celui-ci perd par suite de la chauffe une partie de son activité. Toutefois l'activité n'a pas éprouvé en réalité une destruction anormale. On constate, en effet, que les corps froids placés au voisinage s'activent aux dépens du corps chauffé; tout se passe donc comme si le dépôt actif passait par distillation du corps chaud sur les corps froids voisins.

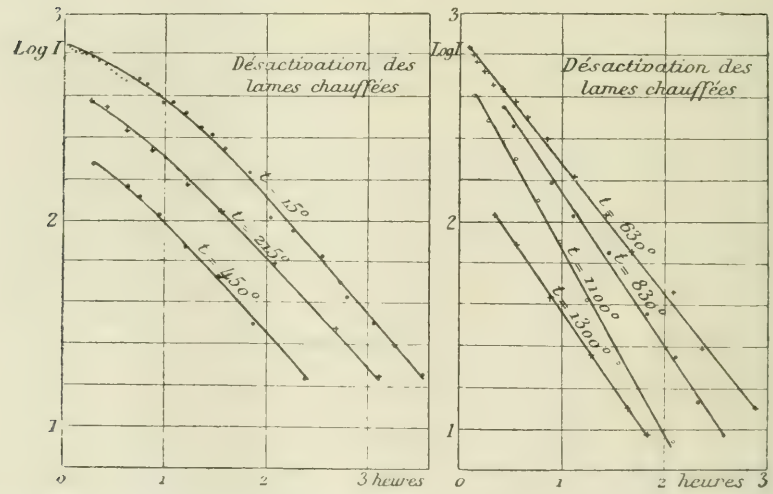
P. Curie et M. Danne [2] ont chauffé des fils activés à des températures comprises entre 15° et 1350° et ont examiné la nature du dépôt actif qui reste sur le fil et de celui qui est transporté par distillation; la durée de chauffe était de quelques minutes. Ils ont constaté que le dépôt qui reste sur le fil après chauffe présente une décroissance plus rapide que celle qu'on aurait obtenue avec le

---

(1) Miss Gates, *Phys. Rev.*, 1903.
(2) Curie et Danne, *Comptes rendus*, 1904.

fil non chauffé. Quand la température de chauffe dépasse 630°, la loi de décroissance affecte une forme exponentielle avec diminution de moitié en 28 minutes. Au contraire, l'activité qui a distillé présente une loi d'évolution qui ne peut se représenter par une exponentielle simple, mais bien par une différence de deux exponentielles : l'activité passe par un maximum suivi d'une décroissance dont la loi limite est la même que pour le fil non chauffé. Ces expériences ont conduit à la conclusion que la substance active est celle dont la vie moyenne est plus longue, et que cette substance est moins volatile que la substance inactive. Cette dernière était en grande partie volatilisée vers 600°, tandis que la matière active n'est pas complètement volatilisée à 1300°, bien qu'elle commence à distiller vers 600°, ainsi qu'il résulte de l'activité initiale des lames activées par distillation. La figure 159 indique les résultats des expériences; on a représenté en fonction du temps le loga-

Fig. 159.



rithme de l'activité du dépôt resté sur le fil après la chauffe. La courbe obtenue après chauffe à 630° est sensiblement une droite; pour des températures plus élevées on obtient une série de droites dont l'inclinaison augmente d'abord pour diminuer ensuite. Pour interpréter ce changement d'inclinaison, P. Curie et M. Danne avaient supposé que la constante radioactive de la substance

active, radium C, était fonction de la température. Cependant cette dernière supposition n'est pas nécessaire, et l'on peut expliquer complètement les résultats expérimentaux en admettant que la substance active est celle dont la vie moyenne est la plus courte [1] [2]. M. Schmidt a indiqué que, si l'on construit en représentation logarithmique les courbes

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = Ke^{-bt} - (K - 1)\, e^{-ct},$$

en utilisant les valeurs de K comprises entre 4,3 et 0, on trouve que, pour $K = 2$, la courbe s'écarte peu d'une droite; pour $K = 1$ elle se confond avec la droite caractéristique de la baisse finale, cette droite pouvant d'ailleurs correspondre à une seule substance, on a un mélange des deux substances en proportion convenable (§ 172); pour $K = 0$ on obtient une droite correspondant à l'exponentielle dont la baisse est plus rapide. On peut donc expliquer les résultats expérimentaux en admettant que jusqu'à 1100° on a principalement volatilisation du radium B, mais que cette substance décroît plus lentement que le radium C. Après une chauffe à des températures au-dessous de 1100° on a sur le corps activé une proportion $\frac{B}{C}$ qui va en décroissant quand la température de chauffe augmente, ce qui revient à faire varier le coefficient K en le faisant décroître depuis 4,3 jusqu'à 0. On obtiendra alors des portions de courbes qui diffèrent peu de portions de droites d'inclinaison croissante, et parmi lesquelles se trouvent deux vraies droites dont les coefficients caractéristiques sont b pour $K = 1$ et c pour $K = 0$. Quand la température de chauffe dépasse 1100°, le radium C commence à se volatiliser plus rapidement; le coefficient K pourra alors être augmenté et l'inclinaison de la courbe diminuée, sans qu'il soit nécessaire d'admettre que la constante c ait été modifiée par l'action de la température.

En étudiant l'activité de fils chauffés, M. Bronson a obtenu comme baisse la plus rapide une baisse de moitié en 19 minutes. Il a admis que ce nombre caractérise la décroissance du radium C.

Ces résultats ont été entièrement confirmés par les expériences

---

(1) Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1905.
(2) Bronson, *Phil. Mag.*, 1906.

de M. Lerch [1] sur les solutions du dépôt actif. En traitant un fil métallique activé, par l'acide chlorhydrique étendu à l'ébullition, on peut obtenir la dissolution du dépôt actif. Dans cette dissolution on peut plonger des lames ou fils métalliques sur lesquels vient se déposer la matière active, par un phénomène qui semble analogue au déplacement d'un métal par un autre dans la solution d'un de ses sels. Les dépôts ainsi obtenus sur le cuivre ou sur le nickel manifestent une activité qui décroît suivant une loi exponentielle caractérisée par une baisse de moitié en 19,5 minutes; la loi de décroissance reste la même quand on recouvre la matière active d'écrans d'épaisseur variable; on peut donc admettre qu'on a ainsi séparé une matière radioactive simple, le radium C. Le plomb et le fer précipitent un mélange de matières B et C, le platine reste inactif.

En électrolysant la solution on obtient sur la cathode, pour une faible densité du courant, un dépôt de radium C ne contenant que peu de radium B.

La constante du radium C étant connue, on déterminait celle du radium B, en construisant la courbe de désactivation pour un temps d'activation connu et en cherchant quelle valeur il faut donner à b pour que la courbe expérimentale soit en bon accord avec la courbe théorique.

Adoptant pour c la valeur

$$c = 5{,}924 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{sec}}$$

qui correspond à une diminution de moitié en 19,5 minutes, on trouve ainsi

$$b = 4{,}327 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{sec}},$$

ce qui correspond à

$$T = 26{,}7 \text{ minutes.}$$

Pour faire la comparaison des courbes théoriques et des courbes expérimentales, on utilisait la loi de désactivation pour les temps pour lesquels l'exponentielle e^{-at} est négligeable et l'on considérait comme négligeable le rayonnement du radium B. On peut

---

[1] Lerch, *Ann. de Phys.*, 1906.

alors écrire la formule de désactivation sous la forme suivante :

$$A = \frac{Ga}{c-b}\left[\frac{c}{a-b}(1-e^{-bz})e^{-bt} - \frac{b}{a-c}(1-e^{-cz})e^{-ct}\right].$$

Cette courbe prolongée vers l'origine par extrapolation offre un maximum pour un temps x tel que

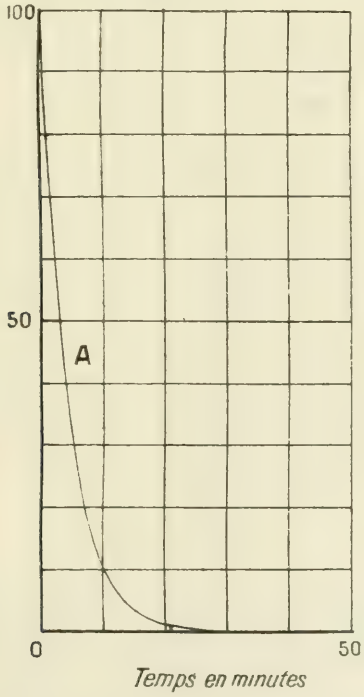
$$e^{(c-b)x} = \frac{a-b}{a-c}\,\frac{1-e^{-cz}}{1-e^{-bz}}.$$

Si l'on compte le temps t' à partir de l'instant du maximum, on trouve que le rayonnement est de la forme

$$A = G'(ce^{-bt'} - be^{-ct'}).$$

La position du maximum peut être calculée avec une exactitude suffisante en adoptant des valeurs approchées des constantes a,

Fig. 160.



b et c. Dans le cas de l'exposition longue, le maximum est très

voisin de l'origine ($x = 5$ minutes environ). La relation indiquée fait intervenir seulement les constantes b et c; elle est de plus indépendante du temps d'exposition. Mais en négligeant le rayonnement du radium B on peut introduire une petite erreur dans la détermination de la constante [1].

On peut obtenir du radium B à peu près exempt de radium C [2]. En ajoutant de l'azotate de baryum à la solution chlorhydrique du dépôt actif et en précipitant le baryum un instant après par l'acide sulfurique à chaud, on entraîne le radium B tandis que le radium C reste dissous. En précipitant par la potasse une solution chlorhydrique du dépôt actif additionnée de sulfate de cuivre, on entraîne du radium B et tout le radium C, tandis que la solution ne contient de suite après cette opération que du radium B.

Ces séparations ne peuvent servir pour caractériser le radium B comme substance simple par une loi exponentielle; il est vrai que le radium B possède en réalité une certaine activité, mais comme la formation de radium C se produit aussitôt, on ne peut observer l'activité propre du radium B séparément.

177. Représentation graphique. — Il est utile de considérer la représentation graphique des courbes d'évolution de l'activité due aux trois constituants du dépôt actif. Ce genre de représentation a été utilisé par M. Rutherford dans son Traité sur la radioactivité.

Nous envisagerons séparément chacune des trois substances à partir du moment où l'activation a été arrêtée.

I. *Radium* A. — Le nombre des atomes A décroît suivant une loi exponentielle simple avec diminution de moitié en 3 minutes, (*fig.* 160).

II. *Radium* B. — Nous posons

$$B = B_1 + B_2,$$

---

(1) L'origine de temps adoptée par M. Lerch n'est pas celle qui convient au temps d'exposition utilisé ($\tau = 1$ heure). Mais la différence n'étant pas très grande et l'inclinaison de la courbe dans la région utilisée se modifiant très lentement, ce déplacement du maximum ne doit pas entraîner d'erreur notable sur la valeur de b.

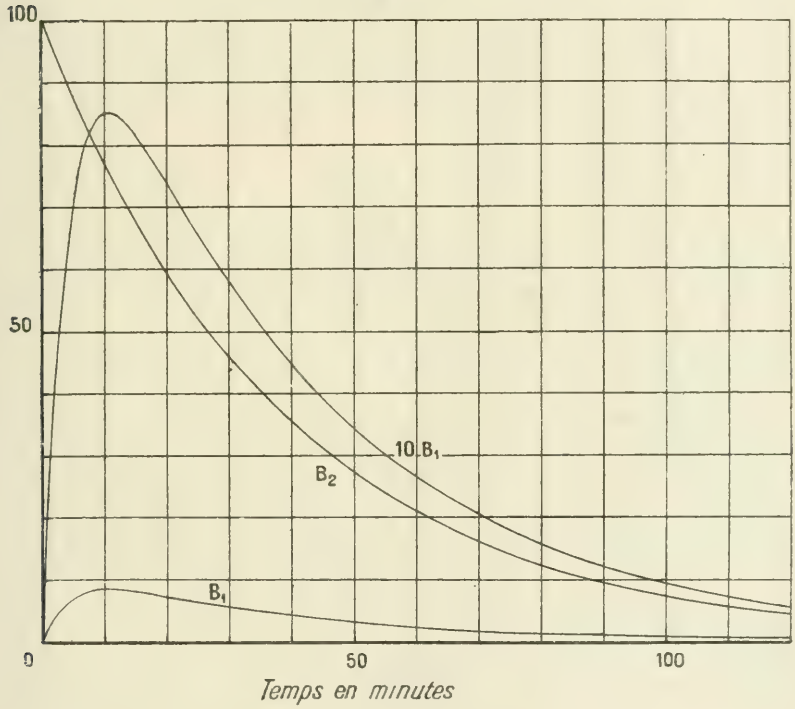
(2) Lerch, *loc. cit.*

B_2 étant la partie de B qui reste à l'instant t de la matière B_0 présente au début de la désactivation sur le corps activé et B_1 étant la partie de B qui se forme aux dépens de la matière A. On a, par suite,

$$B_2 = B_0 e^{-bt}, \qquad B_1 = n_1 A_0 \frac{a}{a-b}(e^{-bt} - e^{-at}).$$

La loi de décroissance de B_2 est une loi exponentielle simple caractérisée par une période de 26,7 minutes (*fig.* 161). La loi

Fig. 161.



d'évolution de B_1 est complexe. Cette quantité, nulle au début, croît avec le temps jusqu'à un maximum qui est atteint en un temps $x = 10,7$ minutes. Ensuite B_1 diminue et la loi de décroissance limite est la loi exponentielle caractéristique de la matière B (T = 26,7 minutes). L'importance relative de B_1 et B_2 dépend du temps d'exposition. Le rapport de l'ordonnée initiale B_0

à l'ordonnée maximum $(B_1)_x$ de la courbe représentative de B_1 est nul pour un temps d'exposition très court ; ce rapport croît avec le temps d'exposition et tend vers une valeur limite pour les temps d'exposition longs. Si l'équilibre a été atteint, on a

$$n_1 A_0 a = b B_0, \qquad B_1 = \frac{b B_0}{a-b}(e^{-bt} - e^{-at}),$$

$$\frac{B_0}{(B_1)_x} = 11{,}7 \text{ environ.}$$

Dans la figure 161 les valeurs relatives des ordonnées correspondantes des courbes B_1 et B_2 sont celles qui conviennent au cas de l'exposition longue. Pour rendre plus visible la forme de la courbe B_1 on l'a aussi représentée à une échelle différente, en multipliant par 10 toutes les ordonnées (courbe $10\,B_1$).

III. *Radium* C. — Nous posons

$$C = C_1 + C_2 + C_3,$$

C_1 étant la partie de C formée à partir de A_0 par l'intermédiaire de B ;
C_2 étant la partie de C formée à partir de B_0 ;
C_3 étant la partie de C qui reste de C_0.

Par suite

$$C_3 = C_0 e^{-ct},$$

$$C_2 = n_2 B_0 \frac{b}{c-b}(e^{-bt} - e^{-ct}),$$

$$C_1 = n_1 n_2 A_0 ab\left[\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} + \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} - \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)}\right].$$

Après exposition longue on a

$$a A_0 = \frac{b B_0}{n_1} = \frac{c C_0}{n_1 n_2}.$$

Par suite, en ce cas, les formules s'écrivent

$$C_3 = C_0 e^{-ct},$$

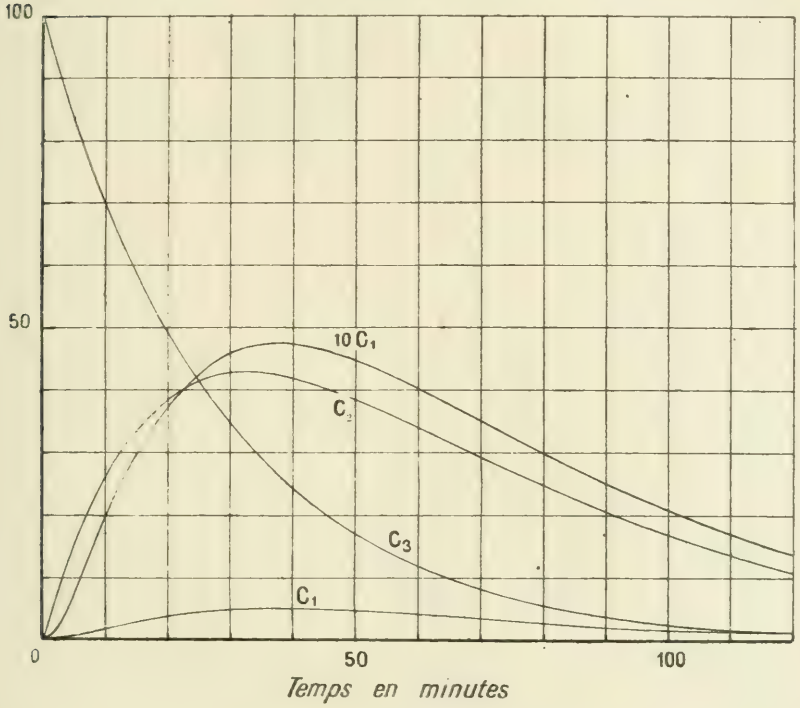
$$C_2 = C_0 \frac{c}{c-b}(e^{-bt} - e^{-ct}),$$

$$C_1 = C_0 bc\left[\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} - \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} - \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)}\right].$$

La courbe représentative de C_3 est une exponentielle simple dont la période est 19,5 minutes (*fig.* 162).

La quantité C_2, nulle au début, passe par un maximum pour un temps $x = 32$ minutes et diminue ensuite suivant une loi qui tend vers la loi de destruction de la matière B. Le rapport de

Fig. 162.



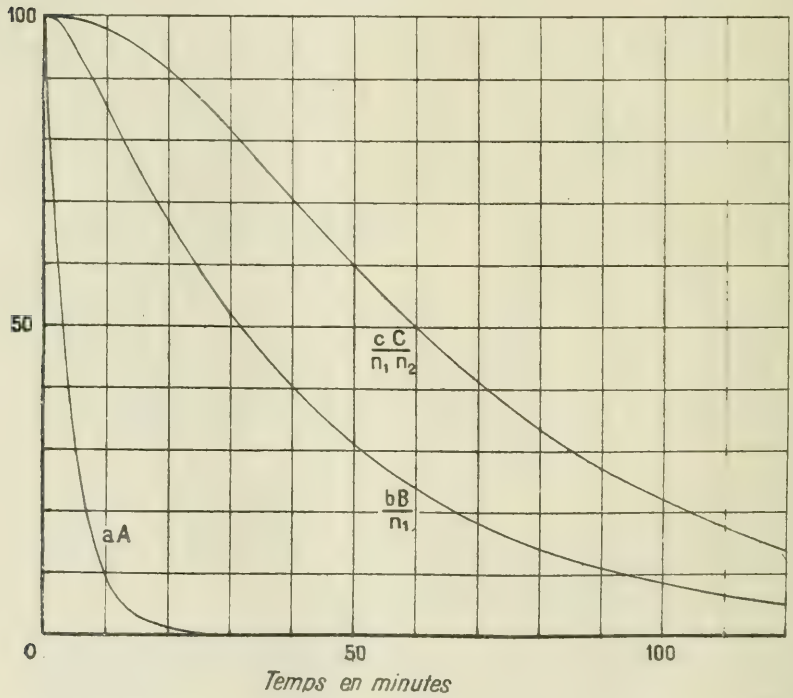
l'ordonnée C_0 à l'ordonnée maximum de la courbe C_2 augmente avec le temps d'exposition depuis zéro jusqu'à une valeur égale à 2,34 environ pour l'activation saturée.

La quantité C_1, nulle au début, passe par un maximum pour $x = 38$ minutes. La courbe C_1 est tangente à l'origine à l'axe des temps, ce qui n'a pas lieu pour les courbes B_1 et C_2; ce fait résulte du retard apporté par la formation de la matière intermédiaire B. La loi de décroissance limite est celle de la matière B. Le rapport de l'ordonnée C_0 à l'ordonnée maximum de la courbe C_1 croît

avec le temps d'exposition, depuis zéro jusqu'à une valeur égale à 21 environ.

L'importance relative attribuée aux courbes C_1, C_2, C_3 dans la figure 162 est celle qui convient au cas de l'exposition longue. La courbe C_1 a aussi été représentée à une autre échelle, les ordonnées étant multipliées par 10 (courbe $10\,C_1$). Dans le cas de l'exposition longue, la valeur maximum de C_1 constitue environ 7 pour 100 de la valeur de $(C_3 + C_2)$ au même instant ($t = 38$ minutes). Le rapport $\frac{C_1}{C_2 - C_3}$ va en augmentant et atteint une valeur constante égale à $\frac{b}{a-b}$, soit environ 0,127, pour les temps longs. La proportion de radium C qui provient du radium A, présent sur le corps

Fig. 163.



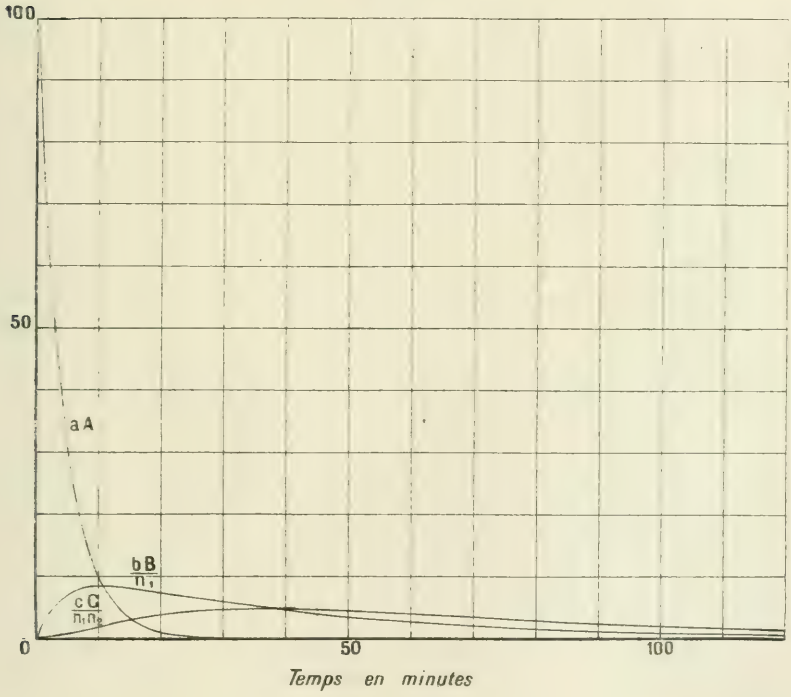
activé au début de la désactivation, est donc loin d'être négligeable, même dans le cas de l'activation saturée.

L'activité des substances est déterminée par les nombres

d'atomes qui se détruisent par unité de temps. Ces nombres aA, bB, cC varient avec le temps suivant les mêmes lois que les nombres A, B, C auxquels ils restent proportionnels. Si l'on se donne le temps d'exposition et la valeur de Δ (vitesse de formation du radium), les quantités aA, $\frac{b\text{B}}{n_1}$ et $\frac{c\text{C}}{n_1 n_2}$ peuvent être calculées en fonction du temps pendant la désactivation. Ces quantités sont égales entre elles quand les trois substances sont en équilibre radioactif.

La figure 163 représente la loi de variation de ces quantités en fonction du temps pendant la désactivation après activation

Fig. 164.



saturée, à partir d'un état d'équilibre radioactif. Les ordonnées initiales des trois courbes sont les mêmes ($\Delta = 100$). Les ordonnées de la courbe relative à la matière B sont les sommes des ordonnées correspondantes des courbes B_1 et B_2 dans la figure 161. Les

ordonnées de la courbe relative à la matière C sont les sommes des ordonnées correspondantes des courbes C_1, C_2 et C_3 dans la figure 162.

La figure 164 représente la loi de variation des mêmes quantités dans le cas où la matière A est seule présente au début de la désactivation sur le corps activé. Ce cas est réalisé approximativement quand l'exposition a été très courte. La courbe relative à la matière B est ici la même que la courbe B_1 de la figure 161 et la courbe relative à la matière C est la même que la courbe C_1 de la figure 162.

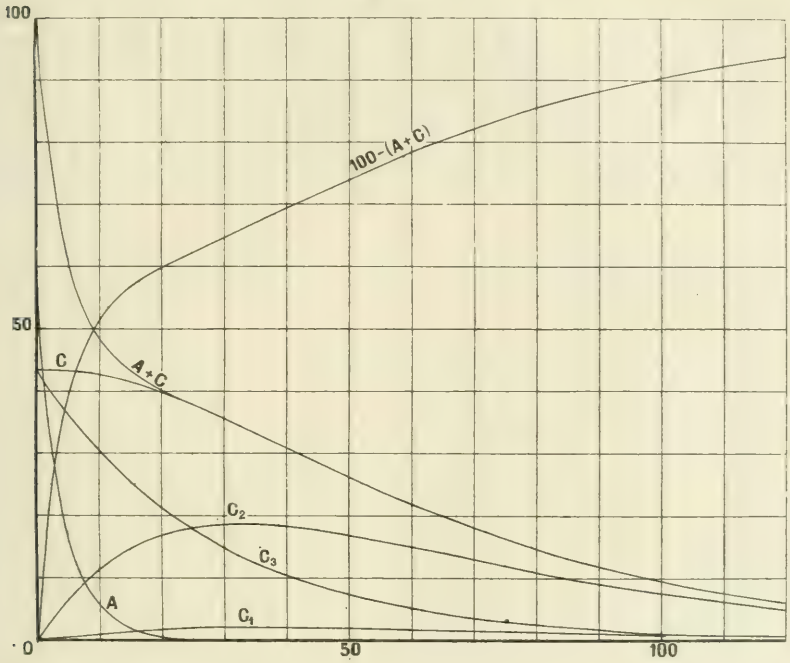
Pour obtenir la courbe de désactivation d'une lame, il faut faire la somme des ordonnées correspondantes des courbes A, B_1, B_2, C_1, C_2, C_3, affectées de coefficients convenables pour tenir compte de l'utilisation des rayons et du temps d'exposition. Si, par exemple, on considère le rayonnement total et qu'on néglige le rayonnement du radium B, la courbe considérée sera construite en utilisant seulement les courbes A, C_1, C_2, C_3. S'il s'agit d'une activation saturée, l'ordonnée initiale de la courbe A pourra être un peu plus grande ou un peu plus petite que l'ordonnée initiale de la courbe $C = C_1 + C_2 + C_3$, laquelle est la même que celle de la courbe C_3; ces deux ordonnées pourront aussi être égales; en ce cas le rayonnement à l'état d'équilibre radioactif est dû par moitié au radium A et au radium C. S'il s'agit d'une exposition très courte ($\tau = 1$ minute) et qu'on néglige le rayonnement de B, la courbe représentative est construite au moyen des courbes A et C_1 seulement. Si l'on tient compte du rayonnement de B, ce qui est nécessaire dans certaines expériences où l'on utilise les rayons β absorbables sans utiliser les rayons α, il y a lieu de faire intervenir les courbes B_1 et B_2. On peut remarquer que le rapport des ordonnées correspondantes des courbes A, B_1 et C_1 est indépendant du temps d'exposition et qu'il en est de même pour les courbes B_2 et C_2.

Toute construction graphique qui utilise le rayonnement de plus d'une matière est valable seulement pour un dispositif de mesures déterminé.

Les figures 165 et 166 donnent l'exemple de la composition du rayonnement dans le cas de la désactivation après exposition longue et dans le cas de la désactivation après exposition très

courte. Dans les deux cas le rayonnement utilisé est le rayonnement total, et l'on néglige le rayonnement du radium B. Dans l'appareil de mesures, auquel la construction est applicable, ce rayonnement ne devait pas produire plus de 1 pour 100 de l'effet

Fig. 165.



dû au radium C. Dans ce même appareil l'ionisation due au radium A était dans le rapport 1,3 à celle produite par le radium C, les deux substances étant en équilibre radioactif (§ 178); ce rapport a été utilisé pour la construction.

La formule qui donne l'intensité du rayonnement est la suivante :

$$\delta = k_1 a A + k_3 c C.$$

Si l'on pose

$$\frac{k_1}{k_3 n_1 n_2} = 1,3, \qquad \delta_0 = 100,$$

on trouve, pour le cas de l'exposition longue,

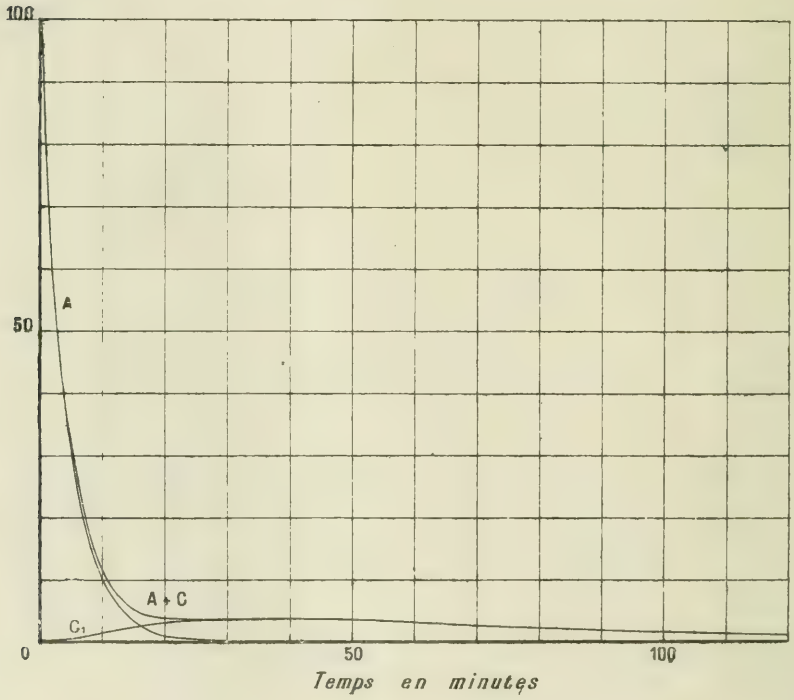
$$\delta = 56,5 \frac{A}{A_0} + 43,5 \frac{C}{C_0}.$$

La construction revient à utiliser les courbes relatives à A et à C dans la figure 163 et à ajouter les ordonnées correspondantes multipliées respectivement par les nombres 0,565 et 0,435 dont le rapport est 1,3.

Dans le cas de l'exposition courte ($\tau < 1$ minute) il suffit d'utiliser les courbes relatives à A et à C dans la figure 164 et à ajouter eurs ordonnées correspondantes multipliées respectivement par les nombres 1 et 0,77 dont le rapport est 1,3.

On a désigné sur les figures 165 et 166 par A, C_1, C_2, C_3 les courbes dont les ordonnées sont respectivement proportionnelles à ces quantités. On a désigné par C la courbe dont les ordonnées sont les

Fig. 166.



sommes des ordonnées correspondantes des courbes C_1, C_2, C_3. Enfin l'on a désigné par A + C les courbes dont les ordonnées sont les sommes des ordonnées correspondantes de toutes les courbes utilisées. Ces courbes représentent la loi d'évolution du rayonne-

ment en fonction du temps, avec l'appareil de mesures considéré.

Pour construire les courbes qui représentent l'intensité du rayonnement du dépôt actif pendant l'activation, on peut se baser sur ce fait que ces courbes sont complémentaires des courbes de désactivation après activation saturée, les mesures étant faites avec le même dispositif expérimental. C'est ainsi que dans la figure 165 la courbe 100 — (A + C) représente la loi d'activation l'activité limite étant posée égale à 100, et les mesures d'activité étant faites avec le même dispositif pour lequel la courbe de désactivation après activation saturée est représentée sur la même figure par (A + C).

Les nombres qui ont servi pour la construction des courbes représentées dans les figures 160-166 sont réunis dans les Tableaux qui suivent. On a posé

$$a = 0{,}00385 \frac{1}{\text{sec.}}, \qquad b = 0{,}000433 \frac{1}{\text{sec.}}, \qquad c = 0{,}000593 \frac{1}{\text{sec.}}.$$

TABLEAU I.

Temps en minutes.	e^{-at}.	e^{-bt}.	e^{-ct}.	$\frac{b}{a-b}(e^{-bt}-e^{-at})$.	$\frac{c}{c-b}(e^{-bt}-e^{-ct})$.	$bc\left[\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)}+\frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)}-\frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)}\right]$.
1	0,7937	0,9743	0,9651	2,289 10^{-2}	0,03447	0,0443 10^{-2}
2	0,6300	0,9494	0,9313	4,047 »	0,06693	0,1536 »
3	0,5000	0,9250	0,8988	5,385 »	0,09733	0,3136 »
4	0,3969	0,9013	0,8673	6,391 »	0,1259	0,5098 »
5	0,3151	0,8782	0,8370	7,136 »	0,1525	0,7279 »
8	0,1575	0,8123	0,7593	8,297 »	0,2226	1,4485 »
10	0,0993	0,7712	0,7006	8,515 »	0,2617	1,9280 »
12	0,0625	0,7322	0,6525	8,486 »	0,2953	2,380 »
15	0,0313	0,6773	0,5864	8,186 »	0,3366	2,985 »
20	0,00985	0,5948	0,4909	7,412 »	0,3851	3,770 »
25	0,00310	0,5223	0,4109	6,579 »	0,4168	4,294 »
30	0,00098	0,4587	0,3439	5,800 »	0,4254	4,599 »
35	0,00031	0,4028	0,2878	5,100 »	0,4260	4,735 »
40	0,00009	0,3537	0,2409	4,481 »	0,4180	4,741 »
45	»	0,3106	0,2017	3,936 »	0,4039	4,652 »
50	»	0,2728	0,1688	3,457 »	0,3854	4,495 »
60	»	0,2104	0,1183	2,660 »	0,3414	4,053 »
70	»	0,1622	0,08286	2,056 »	0,2942	3,537 »
80	»	0,1251	0,05805	1,586 »	0,2486	3,016 »
90	»	0,09651	0,04067	1,223 »	0,2069	2,528 »
100	»	0,07442	0,02849	0,9431 »	0,1702	2,091 »
110	»	0,05739	0,01996	0,7273 »	0,1387	1,712 »
120	»	0,04426	0,01399	0,5609 »	0,1122	1,488 »
150	»	0,02030	0,00481	0,2573 »	0,05742	0,7165 »
180	»	0,00931	0,00165	0,1180 »	0,02840	0,3560 »
240	»	0,00196	0,00019	0,0248 »	0,00690	0,0823 »

TABLEAU II.

Valeurs des quantités $\frac{aA}{\Delta}$, $\frac{bB}{n_1\Delta}$ *et* $\frac{cC}{n_1 n_2 \Delta}$ *pendant la désactivation après activation saturée, à partir de l'équilibre radioactif.*

Temps en minutes.	$\frac{aA}{\Delta}$.	$\frac{bB}{n_1\Delta}$.	$\frac{cC}{n_1 n_2 \Delta}$.
0	1,0000	1,0000	1,0000
1	0,7937	0,9972	0,9999
2	0,6300	0,9898	0,9998
3	0,5000	0,9789	0,9992
4	0,3969	0,9652	0,9983
5	0,3151	0,9495	0,9968
8	0,1575	0,8953	0,9894
10	0,0993	0,8564	0,9815
12	0,0625	0,8170	0,9716
15	0,0313	0,7591	0,9529
20	0,00985	0,6689	0,9135
25	0,00310	0,5681	0,8706
30	0,00098	0,5167	0,8133
35	0,00031	0,4558	0,7612
40	0,00009	0,3985	0,7064
45	»	0,3500	0,6511
50	»	0,3074	0,5992
60	»	0,2370	0,5002
70	»	0,1828	0,4125
80	»	0,1410	0,3368
90	»	0,1087	0,2729
100	»	0,0838	0,2196
110	»	0,0647	0,1758
120	»	0,0499	0,1411
150	»	0,0229	0,0694
180	»	0,0105	0,0336
240		0,0022	0,0079

On voit que l'activité due au radium A a pratiquement disparu après 30 minutes. Le rapport des quantités $\frac{bB}{n_1\Delta}$ et $\frac{cC}{n_1 n_2 \Delta}$ qui est au début égal à 1, décroît ensuite constamment et tend vers la valeur limite $\frac{c-b}{c}$ soit 0,269. Il en résulte que le rapport

de l'activité du radium C à celle du radium B augmente avec le temps en se rapprochant d'une valeur limite.

Les Tableaux I et II permettent de calculer l'activité induite à un moment quelconque pendant l'activation ou la désactivation. Pour cela on peut mettre la formule qui donne le rayonnement $\mathcal{J}$ sous la forme suivante

$$(\mathrm{I}) \qquad \mathcal{J} = n_1 n_2 k_3 \Delta \left\{ \frac{a A_0}{\Delta} \left[\mu e^{-at} + \nu \frac{a-b}{b} (e^{-bt} - e^{-at}) + bc \left(\frac{e^{-at}}{(a-b)(a-c)} + \frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)} - \frac{e^{-ct}}{(a-c)(c-b)} \right) \right] + \frac{b B_0}{n_1 \Delta} \left[\nu e^{-bt} + \frac{c}{c-b} (e^{-bt} - e^{-ct}) \right] + \frac{c C_0}{n_1 n_2 \Delta} e^{-ct} \right\}.$$

Dans cette formule A_0, B_0 et C_0 sont les quantités de A, B et C présentes sur le corps activé à l'instant $t = 0$ où le corps est soustrait à l'action activante; μ et ν sont des coefficients respectivement égaux à $\frac{k_1}{n_1 n_2 k_3}$ et à $\frac{k_2}{n_2 k_3}$; ces coefficients mesurent les rapports des activités du radium A et du radium B à l'activité du radium C, les quantités des substances qu'on compare étant celles qui dérivent l'une de l'autre par transformation radioactive, et la comparaison étant valable pour un appareil de mesures déterminé.

Les lois d'évolution pour chaque substance pendant l'activation et pendant la désactivation à partir de l'activation saturée étant complémentaires, les quantités $\frac{a A_0}{\Delta}$, $\frac{b B_0}{n_1 \Delta}$ et $\frac{c C_0}{n_1 n_2 \Delta}$ sont obtenues, pour chaque valeur du temps d'activation τ, en prenant les compléments à 1 des valeurs correspondantes des quantités $\frac{a A}{\Delta}$, $\frac{b B}{n_1 \Delta}$ et $\frac{c C}{n_1 n_2 \Delta}$ dans le Tableau II. Si donc on suppose connus les coefficients μ et ν, l'intensité du rayonnement après un temps d'activation τ est donnée par la formule

$$\mathcal{J} = n_1 n_2 k_3 \Delta \left[\mu \frac{a A_0}{\Delta} + \nu \frac{b B_0}{n_1 \Delta} + \frac{c C_0}{n_1 n_2 \Delta} \right].$$

Si par exemple, on pose $\mu = 1,3$; $\nu = 0$, comme cela a été fait pour la construction des courbes (*fig.* 165 et 166), on trouve que l'intensité initiale du rayonnement total après 1 minute d'exposition constitue 11,8 pour 100 de l'intensité de ce même

rayonnement après activation saturée dans les mêmes conditions; mais une heure après le début de la désactivation, la proportion n'est plus que 1,9 pour 100.

Pour calculer l'intensité du rayonnement pendant la désactivation à l'instant t, il suffit de faire la somme des termes qui interviennent dans la formule (I) et qui sont tous obtenus à l'aide des Tableaux I et II, en tenant compte des coefficients μ et ν. Les quantités $\frac{a A_0}{\Delta}$, $\frac{b B_0}{n_1 \Delta}$ et $\frac{c C_0}{n_1 n_2 \Delta}$ doivent être déduites du Tableau II, ainsi qu'il a été dit plus haut, pour le temps d'activation τ; les valeurs de toutes les autres fonctions sont relatives au temps t.

Il est évident qu'on peut aussi disposer les calculs de manière à utiliser la formule générale qui fait intervenir directement le temps d'activation τ (§ 173).

178. **Vérification des formules théoriques.** — Admettons comme connues les valeurs des constantes radioactives a, b et c.

A l'aide de ces constantes on doit pouvoir représenter les courbes d'activation et de désactivation dans toute leur étendue et pour un temps d'exposition quelconque. L'accord entre la théorie et l'expérience peut servir comme preuve de l'exactitude des prévisions théoriques, d'après lesquelles il y a transformation successive de la matière A en matière B, de la matière B en matière C Cette vérification de la théorie a été entreprise par divers expérimentateurs; elle est rendue difficile par ce fait que les facteurs des exponentielles dans les formules dépendent, en général, de l'activité relative des trois substances au point de vue de l'effet ionisant dans l'appareil de mesures employé, et que, par suite, la forme des courbes dépend du dispositif expérimental utilisé.

M. Duane [1] a étudié la loi d'augmentation de l'activité dans une chambre d'ionisation à partir du moment où l'émanation du radium a été introduite dans cette chambre. L'ionisation due à l'émanation seule était considérée comme constante et égale à i_0. Dans ces conditions l'ionisation due à l'émanation et à la radioactivité induite s'exprime par la formule

$$i = i_0 - k_1 a A - k_2 b B - k_3 c C.$$

---

[1] Duane, *Comptes rendus*, 1905.

L'ionisation maximum qui est approximativement obtenue en 3 à 4 heures, étant désignée par i_∞, on peut écrire (§ 173)

$$i_\infty = i_0 + \Delta(k_1 - k_2 n_1 + k_3 n_1 n_2),$$

$$i = i_0 \left[\frac{i_\infty}{i_0} - \frac{\Delta}{i_0} (\mathrm{P} e^{-at} + \mathrm{Q} e^{-bt} - \mathrm{R} e^{-ct}) \right].$$

On étudie le rayonnement total et l'on suppose $k_2 = 0$. Dans ces conditions la formule peut être mise sous la forme

$$i = i_0 \left\{ \mathrm{M} - \mathrm{N} \left[m e^{-at} - \frac{ac}{(a-b)(c-b)} e^{-bt} - \frac{ab}{(a-c)(c-b)} e^{-ct} \right] \right\}$$

avec

$$\mathrm{M} = \frac{i_\infty}{i_0}, \qquad \mathrm{N} = \frac{\Delta n_1 n_2 k_3}{i_0}, \qquad m = \frac{k_1}{k_3 n_1 n_2} + \frac{bc}{(a-b)(a-c)}.$$

Les constantes M et N ne sont pas indépendantes, elles son reliées par la relation

$$\mathrm{M} - \mathrm{N} \frac{k_1 - k_3 n_1 n_2}{k_3 n_1 n_2} = 1.$$

Les valeurs admises pour b et c étaient

$$b = 0{,}000413, \qquad c = 0{,}000538,$$

et l'on cherchait à déterminer a, M et m de manière que la courbe obtenue par l'expérience fût bien représentée par la formule. L'accroissement du courant était observé pendant 3 heures; l'émanation était introduite dans un vase cylindrique dont le diamètre était $6^{cm},7$, la hauteur $12^{cm},6$ et le volume environ 440^{cm}, et dans lequel pénétrait une tige formant électrode, reliée à l'électromètre, tandis que le vase était porté à un potentiel suffisant pour assurer la saturation. Les valeurs trouvées pour les constantes étaient les suivantes :

$$\mathrm{M} = 2{,}37; \qquad \mathrm{N} = 0{,}60; \qquad m = 1{,}30; \qquad a = 0{,}00401;$$

et en utilisant ces valeurs on trouvait une bonne concordance entre la théorie et l'expérience.

Le courant dû à l'émanation seule constitue d'après cela, avec le dispositif employé, la fraction 0,42 du courant total dû à l'émanation et à la radioactivité induite en équilibre avec l'émanation.

On peut remarquer de plus que le terme $\frac{bc}{(a-b)(a-c)}$ étant très petit, m représente sensiblement le rapport des ionisations dues au radium A et au radium C, tandis que N est le rapport de l'ionisation due au radium C à celle due à l'émanation. On trouve donc, pour les proportions de l'ionisation due à chaque substance quand la radioactivité induite a atteint l'équilibre de régime avec l'émanation, les valeurs suivantes :

Émanation.	Radium A.	Radium C.
42 pour 100	33 pour 100	25 pour 100

Si la transformation s'effectue de telle manière que chaque atome d'une substance donne lieu à la formation d'un seul atome de la substance suivante, on a $n_1 = n_2 = 1$, et l'activité relative du radium A par rapport au radium C, quand l'équilibre de régime avec l'émanation est atteint, est alors égale au rapport $\frac{k_1}{k_3}$ des nombres d'ions créés lors de la destruction d'un atome de radium A et d'un atome de radium C dans la chambre d'ionisation. Si la destruction d'un atome entraîne l'expulsion d'une seule particule α, on peut penser que dans une chambre d'ionisation, dans laquelle le parcours des particules α est complètement utilisé, le nombre d'ions produit par une particule croît avec le parcours de celle-ci et peut lui être approximativement proportionnel. Le rapport des activités du radium A et du radium C serait, en ce cas, voisin du rapport des parcours des particules α émises par ces deux substances, et l'on aurait $\frac{k_1}{k_3} = \frac{4,83}{7,06} = 0,685$. Une détermination plus exacte du même rapport, faite en tenant compte de la forme de la courbe d'ionisation, conduit à la valeur 0,79 (§ 135).

Le rapport trouvé dans les expériences de M. Duane est égal à 1,3 et l'on peut penser que les rayons α du radium A sont en ce cas beaucoup mieux utilisés dans la chambre d'ionisation que les rayons α du radium C.

On doit à M. Schmidt [1] une étude très détaillée des courbes

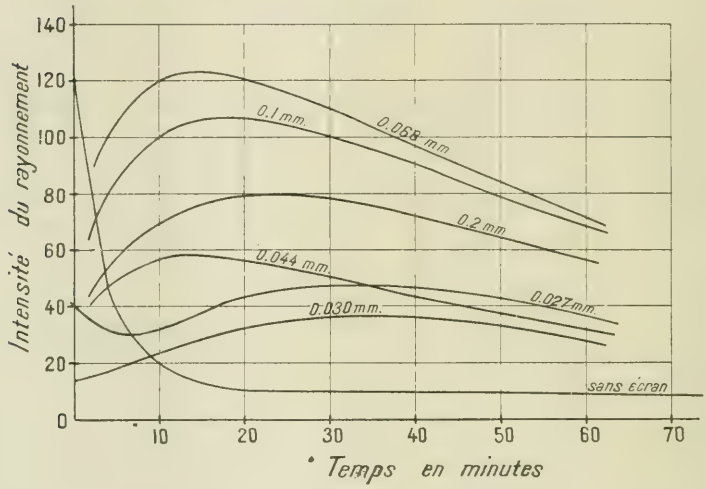
---

[1] Schmidt, *Ann. d. Phys.*, 1906.

de désactivation dans des conditions très variées. Cette étude a montré tout d'abord que le radium B n'est pas inactif, mais qu'il donne lieu à un rayonnement qu'on peut mettre en évidence par l'emploi d'écrans d'épaisseur convenable. M. Schmidt a construit la courbe de désactivation pour un temps d'exposition très court, $\tau = 1$ minute, en utilisant des écrans absorbants.

La figure 167 montre le résultat des expériences; on y voit

Fig. 167



la courbe obtenue sans écran et une série de courbes obtenues avec des écrans en aluminium d'épaisseur variable. La courbe relative au rayonnement total présente un maximum à peine marqué pour $t = 35$ minutes; dans les courbes suivantes on voit s'atténuer l'effet des rayons du radium A, à mesure qu'augmente l'épaisseur de l'écran utilisé; en même temps le maximum s'accentue, se déplace vers l'origine des temps et finit par atteindre une position limite $t = 13$ minutes; pour des épaisseurs d'écran encore plus grandes, le maximum s'éloigne à nouveau de l'origine. La loi du déplacement du maximum en fonction de l'épaisseur de l'écran utilisé a été représentée par une courbe dans la figure 168. Ce déplacement est très rapide au voisinage de l'épaisseur pour laquelle les rayons α du radium C sont absorbés, et c'est pour cette épaisseur que le minimum est atteint; le déplace-

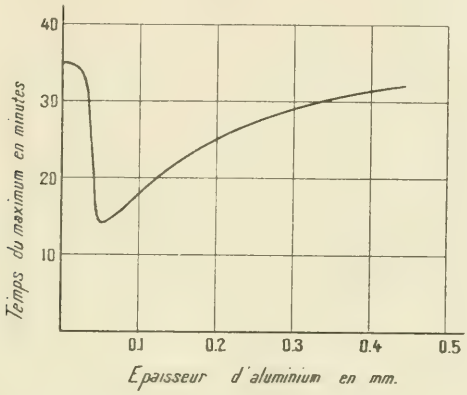
ment du maximum a lieu ensuite progressivement dans le sens opposé.

Pour un temps d'exposition $\tau = 1$ minute les nombres d'atomes des matières A, B et C, présents pendant la désactivation sur le corps activé, sont approximativement représentés en fonction du temps par les courbes de la figure 166. En adoptant les valeurs

$$a = 0,00385, \qquad b = 0,00433, \qquad c = 0,00593,$$

on trouve que le nombre des atomes de la matière B passe par

Fig. 168.



un maximum pour $t = 10$ minutes et celui des atomes de la matière C pour $t = 35$ minutes. On peut donc expliquer les phénomènes observés en admettant que le rayonnement est dû à l'effet simultané des trois substances, et que le rayonnement du radium B est plus pénétrant que les rayons α du radium A et du radium C, mais moins pénétrant que le rayonnement β du radium C. On constate, par exemple, que l'effet du radium B est très marqué pour un écran d'épaisseur $0^{mm},07$, mais devient beaucoup moins important pour un écran d'épaisseur $0^{mm},2$; dans les deux cas, d'ailleurs, les rayons α n'interviennent plus, étant supprimés par l'écran.

M. Schmidt a cherché à déterminer l'activité relative du radium A, du radium B et du radium C dans la chambre d'ionisation qui servait pour ses expériences. Cette chambre cylindrique, munie d'une électrode centrale sous forme de tige, avait un diamètre de $7^{cm},2$ et une hauteur de $7^{cm},5$. La lame active occupait

la base du cylindre. On cherchait d'abord à interpréter la courbe obtenue avec un temps d'activation d'une minute, pour des temps supérieurs à $t = 30$ minutes, quand l'effet du radium A est supprimé; il est nécessaire pour cela de faire intervenir un coefficient ν qui caractérise l'activité relative du radium B et du radium C à l'état d'équilibre de régime avec l'émanation. Ensuite on déterminait l'activité due au radium A par la différence de la courbe expérimentale avec la courbe précédente extrapolée, et l'on fixait ainsi le facteur d'intensité μ relatif au radium A, c'est-à-dire le rapport des activités du radium A et du radium C pour l'équilibre de régime. On a

$$\mu = \frac{k_1}{n_1 n_2 k_3}, \qquad \nu = \frac{k_2}{n_2 k_3},$$

$$\Delta = n_1 n_2 k_2 \Delta \left(\mu \frac{a\,\mathrm{A}}{\Delta} + \frac{\nu\, b\,\mathrm{B}}{n_1 \Delta} + \frac{c\,\mathrm{C}}{n_1 n_2 \Delta} \right).$$

Les coefficients μ et ν étaient choisis de manière à assurer l'accord entre la courbe calculée et la courbe observée. La détermination de ces coefficients ne comporte pas une grande précision : d'une part, parce que le radium A décroît trop vite pour que la portion initiale de la courbe soit connue avec exactitude; d'autre part, parce que dans la région utilisée pour la détermination de ν, pour $t > 30$ minutes, le rapport $\frac{b\mathrm{B}}{c\mathrm{C}}$ ne varie pas assez pour qu'il soit facile de déterminer ν quand la valeur de cette constante n'est pas élevée. On trouve, par exemple, que les courbes obtenues pour $\nu = 0{,}1$ se distinguent peu de celles qu'on obtient pour $\nu = 0$, c'est-à-dire en admettant que la substance B est inactive. Les valeurs qui ont donné le meilleur résultat pour l'interprétation des courbes obtenues avec le dispositif utilisé étaient :

$$\mu = 0{,}75; \qquad \nu = 0{,}125.$$

En utilisant ces valeurs, on obtenait une bonne concordance entre la théorie et l'expérience pour l'ensemble des courbes obtenues avec des temps d'activation différents, la mesure portant sur le rayonnement total. La courbe relative à $\tau = 150$ minutes diffère à peine de celle relative à $\tau = \infty$.

Les activités relatives des substances A, B et C à l'état d'équi-

libre de régime avec l'émanation sont donc données dans l'appareil de mesures utilisé par les nombres 0,75; 0,125; 1, ce qui correspond aux proportions :

Radium A.	Radium B.	Radium C.
40 pour 100	6,7 pour 100	53,3 pour 100

On constate que les rayons α du radium C sont en ce cas bien mieux utilisés par rapport à ceux du radium A qu'avec l'appareil de M. Duane, et ceci résulte de l'augmentation du diamètre de la chambre d'ionisation; le rapport des activités du radium A et du radium C est ici inférieur à 1 et égal à 0,75. Ainsi que nous l'avons vu précédemment, le rapport des ionisations dues au radium B et au radium C, qui est égal à ν pour $t = 0$, après activation saturée, croît avec le temps pendant la désactivation et devient égal à $0{,}27\,\nu$ pour $t = \infty$.

Puisque avec le dispositif de M. Schmidt le rayonnement dû au radium B n'est pas négligeable, le rayonnement total pour $t > 30'$ n'est pas, en ce cas, exactement représenté par la formule

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}'} = 4{,}27\,e^{-0{,}000533t} - 3{,}27\,e^{-0{,}000593t},$$

dans laquelle $\mathcal{J}'$ est le rayonnement extrapolé d'après cette formule pour $t = 0$. On trouve, dans le cas général, pour le facteur de l'exponentielle e^{-bt},

$$K = \frac{k_2 n_1 \dfrac{a}{a-b} - \dfrac{k_3 n_1 n_2 ac}{(a-b)(c-b)}}{k_2 n_1 \dfrac{a}{a-b} - \dfrac{k_3 n_1 n_2 ac}{(a-b)(c-b)} - \dfrac{k_3 n_1 n_2 ab}{(a-c)(c-b)}},$$

d'où

$$K = \frac{\nu - 3{,}71}{\nu - 0{,}87}.$$

Par suite la valeur de K dépend de l'activité relative des substances B et C. En posant $\nu = 0{,}125$, on trouve $K = 3{,}85$. Pour $\nu = 1$, on aurait $K = 2{,}52$.

M. Schmidt a effectué une série d'expériences sur le rayonnement qui traverse des écrans absorbants et qui ne se compose que de rayons β et γ. Les courbes théoriques correspondent à

la formule

$$\Delta = n_1 n_2 k_3 \Delta \left(\frac{\nu b B}{n_1 \Delta} + \frac{c C}{n_1 n_2 \Delta} \right).$$

La valeur du coefficient ν dépend de l'épaisseur de l'écran utilisé; ce coefficient était déterminé de manière à obtenir le meilleur accord entre la courbe obtenue expérimentalement pour un temps d'exposition d'une minute et la courbe calculée. La détermination ne comporte pas une grande précision. Quand l'épaisseur de l'écran d'aluminium croît depuis $0^{mm},05$ à 2^{mm}, la valeur de ν passe de 1,25 à 0,1; le rayonnement du radium B devient donc de moins en moins important par rapport à celui du radium C. Toutefois même pour des écrans d'épaisseur supérieure à 1^{mm}, le rayonnement du radium B semblait intervenir et la valeur du facteur K restait inférieure à 4,27. Ces rayons pénétrants du radium B seraient influencés par les écrans de la même manière que ceux du radium C, parce que la valeur de ν ne variait plus quand l'épaisseur de l'écran variait entre 1^{mm} et 2^{mm}.

Le temps pour lequel est obtenu le maximum du rayonnement varie depuis 13 minutes jusqu'à 35 minutes (*fig.* 168). L'importance du rayonnement du radium B et du radium C est comparable pour les écrans très minces ($0^{mm},05$ d'épaisseur), si les substances sont en équilibre radioactif avec l'émanation; mais le rayonnement de la substance B peut être prédominant pendant le début de l'évolution qui suit une exposition courte, parce qu'alors la matière B se trouve sur le corps activé en bien plus forte proportion que la matière C.

L'ensemble des expériences de M. Schmidt conduit à la conclusion que la vérification de la théorie est satisfaisante, que le radium A se dépose seul sur le corps activé et se transforme en radium B, lequel se transforme à son tour en radium C. L'activation était réalisée dans un grand vase contenant l'émanation dans lequel on n'établissait pas de champ électrique.

L'émission de rayons par le radium B a aussi été mise en évidence par M. Bronson qui a constaté que, pendant la désactivation après activation saturée, le rapport de l'activité β à l'activité α, pour des temps supérieurs à 30 minutes, n'est pas constant mais diminue avec le temps, ainsi que cela doit avoir lieu si le radium B émet des rayons β; si l'on chasse par la chauffe la majeure partie

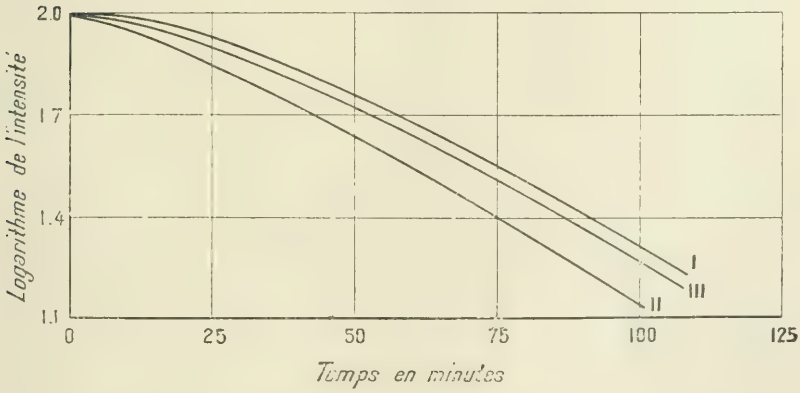
du radium B, le rapport des activités α et β reste constant. Dans les conditions de l'expérience l'ionisation due au radium B n'était que 1 à 1,5 pour 100 de l'ionisation due aux rayons α du radium C, les deux substances étant en équilibre radioactif avec l'émanation. L'ionisation due aux rayons β du radium C constituait 1 pour 100 de l'ionisation due aux rayons α de la même substance.

Pour comparer la théorie à l'expérience, M. Bronson utilisait une chambre d'ionisation cylindrique de 10^{cm} de hauteur et de 5^{cm} de diamètre. L'émanation y était introduite, elle y séjournait pendant un temps déterminé, puis elle était brusquement chassée. Une tige axiale servait d'électrode; elle pouvait être enveloppée par un écran.

Les courbes qui représentent le rayonnement total présentent un bon accord avec les courbes calculées pour lesquelles on a admis que l'ionisation due au radium B constitue 2 pour 100 de l'ionisation totale due au radium B et au radium C à l'état d'équilibre radioactif. Le rapport des activités du radium A et du radium C est dans les mêmes conditions 1,25, nombre voisin de celui obtenu par M. Duane avec une chambre d'ionisation peu différente.

Quand on utilise le rayonnement β (*fig.* 169), le radium B inter-

Fig. 169.



vient d'une manière plus efficace. Quand les rayons traversent $0^{mm},05$ d'aluminium, la courbe peut être interprétée en prenant 1,2 pour la valeur du rapport des ionisations dues au radium B et au

radium C à l'état d'équilibre (courbe II); ce nombre est en accord avec celui indiqué dans les mêmes conditions par M. Schmidt, $\nu = 1,25$. Quand les rayons traversent $0^{cm},047$ de plomb, la loi de décroissance est modifiée, et il faut poser $\nu = 0,2$ (courbe III). On se rapproche alors du résultat qu'on aurait si la substance B était inactive (courbe I).

Ainsi les expériences décrites tendent toutes à confirmer la théorie des trois substances consécutives dont la première seulement se dépose sur le corps activé. On doit cependant remarquer que l'accord individuel obtenu par chaque expérimentateur est certainement meilleur que l'accord général. Les constantes radioactives utilisées ne sont pas, en effet, les mêmes dans chaque cas, et la divergence entre les valeurs de ces constantes amène des écarts supérieurs à ceux qui sont observés dans chaque série d'expériences. Mais comme, en dehors de ces constantes, on a encore à faire intervenir les coefficients de l'activité relative des substances le nombre des paramètres se trouve augmenté, et leurs valeurs peuvent subir certaines variations sans que l'accord des courbes théoriques avec les courbes expérimentales soit détruit.

On peut aussi se demander si les conditions réalisées dans les expériences sont toujours de nature à permettre une vérification exacte de la théorie suivant laquelle le radium A se dépose seul sur les corps activés, et si le résultat obtenu ne dépend pas dans une certaine mesure des conditions d'activation. Nous savons que le dépôt actif doit être considéré comme se formant au sein du gaz qui contient l'émanation; celui-ci renferme donc toujours à la fois du radium A, du radium B et du radium C, et le dépôt qui se fait sur le corps activé peut en principe se composer de ces trois substances, la proportion relative dépendant du dispositif expérimental employé. S'il en était ainsi, les courbes de désactivation pourraient avoir, dans différents cas, une forme différente, la différence étant surtout sensible dans la portion initiale de la courbe.

Il est fort remarquable que, d'une manière générale, la forme des courbes ne varie que très peu avec le mode d'activation, celle-ci pouvant être faite dans des vases de forme différente et avec l'emploi du champ électrique ou sans l'aide de celui-ci. Nous avons

vu qu'en absence du champ, dans un gaz sous la pression ordinaire, l'activation doit avoir lieu par suite de la diffusion vers les parois conductrices des particules qui, après avoir été projetées au sein du gaz ont perdu leur vitesse par suite des chocs contre les molécules gazeuses; l'attraction des particules par les parois est déterminée par ce fait que les particules sont chargées, et le fait que les particules portent une charge négative est prouvé par la concentration de l'activité à la cathode quand l'activation se fait dans un champ électrique. Nous avons vu aussi que les courbes de désactivation obtenues, soit avec l'aide d'un champ électrique, soit sans champ électrique, dans un gaz privé de poussières, avec différentes concentrations de l'émanation, n'offrent entre elles que peu de différence et conduisent à la conclusion qu'en première approximation, seul le radium A subit la diffusion vers les parois et le mouvement sous l'influence du champ électrique. Les particules de radium A sont donc celles qui doivent être considérées comme portant une charge négative. Il ne résulte pas de là qu'il en soit ainsi pour toutes ces particules, et il n'en résulte pas davantage que les particules de radium B et de radium C ne puissent être chargées au moment de leur expulsion. Ce dernier fait paraît, au contraire, prouvé par des expériences dont la description va suivre. Mais le gaz chargé d'émanation contient à la pression atmosphérique un nombre d'ions des deux signes qui est considérable par rapport au nombre des atomes de radium A, de radium B et de radium C présents en même temps. Par conséquent, des phénomènes de recombinaison doivent avoir lieu entre les particules de dépôt actif qui ont perdu leur grande vitesse initiale et les ions contenus dans le gaz; ces phénomènes sont de nature à expliquer la loi suivant laquelle l'activation d'une lame varie en fonction de l'espace libre situé devant la lame. Les particules de dépôt actif peuvent donc, d'une part, perdre leur charge initiale par suite d'une recombinaison; d'autre part, elles peuvent perdre leur mobilité par suite d'une agglomération avec des particules semblables ou avec des molécules ou particules de nature différente contenues dans le gaz. Aussi bien la perte de charge que la perte de mobilité peuvent avoir pour effet d'empêcher la diffusion des particules vers les parois solides en présence ou en absence du champ. Il est peu probable qu'un atome de dépôt actif émis avec

une charge électrique puisse séjourner dans un gaz sous la pression atmosphérique sans subir une agglomération. On a vu, en effet, que lors de l'ionisation d'une molécule de gaz, les deux fragments chargés s'entourent probablement chacun d'un cortège de molécules maintenues par attraction électrostatique, et c'est sur les ions ainsi formés que porte ensuite le phénomène de recombinaison. Il est possible que, dans le cas des atomes de dépôt actif émis avec charge, l'agglomération précède également la recombinaison et peut faciliter cette dernière.

Si pour un certain atome de radium A l'agglomération a été poussée assez loin, et si l'agglomération n'est pas détruite au moment où cet atome se transforme en atome de radium B, ce dernier, au moment même de sa formation, se trouve dans des conditions qui l'empêchent d'intervenir pour l'activation des parois solides, et il en sera de même pour l'atome de radium C qui résultera de la destruction de l'atome de radium B considéré, à condition que l'agglomération subsiste lors de cette deuxième transformation. On aperçoit ainsi une cause qui peut intervenir régulièrement pour donner une importance prépondérante au mouvement vers les parois solides du radium A seulement, ce dernier étant émis par les molécules d'émanation qui ne sont ni chargées ni agglomérées. Il est évident, d'ailleurs, que certains atomes de radium B peuvent provenir d'atomes de radium A qui n'ont pas subi d'agglomération importante; si alors, dès la formation du radium B, ces particules se trouvent chargées, elles pourront subir pendant un certain temps le mouvement de diffusion vers les parois et aussi obéir à l'action du champ électrique. Le même phénomène peut avoir lieu pour le radium C. On doit donc s'attendre à observer dans certaines conditions le dépôt simultané de radium A, de radium B et de radium C sur le corps activé; le phénomène doit dépendre de la pression et de la température du gaz, de la concentration de l'émanation, de l'espace ménagé devant la paroi qui s'active et du champ électrique qui existe dans cet espace. On conçoit, en particulier, que si l'espace libre devant la paroi est très faible, 1^{mm} par exemple, il ne reste guère d'atomes de radium A séjournant dans le gaz, et que, par suite, le gaz ne renfermant pas non plus de radium B ni de radium C, le radium A se dépose seul sur le corps activé. Le même résultat

est obtenu pour des distances plus grandes dans un gaz sous une pression réduite.

Les particules de dépôt actif qui représentent de grosses agglomérations ne peuvent se déposer sur les parois verticales, mais elles peuvent être déposées sur les parois horizontales ou sur les parois inclinées en vertu de l'action de la pesanteur (§ 86). Le dépôt obtenu se compose en ce cas de radium B et de radium C, et les courbes de désactivation sont très différentes pour deux surfaces activées horizontales qui se trouvent pendant l'activation l'une en regard de l'autre et dont l'une, étant tournée vers le haut, reçoit le dépôt qui tombe, tandis que l'autre, tournée vers le bas, ne le reçoit pas. Ces grosses particules qui subissent l'action de la pesanteur mais qui n'interviennent pas pour l'activation par diffusion, ne se forment pas dans un espace gazeux compris entre deux parois très rapprochées, par lesquelles le radium A est totalement absorbé; il est probable qu'elles ne se forment pas non plus dans un espace dans lequel est établi un champ électrique intense qui contribue à extraire le radium A à mesure de sa formation; dans ce dernier cas, en effet, le phénomène de chute du dépôt actif est supprimé, et il n'est guère possible d'attribuer cet effet à l'entraînement d'aussi grosses particules par le champ électrique en vertu de la charge qu'elles pourraient avoir; il est probable que leur formation est elle-même empêchée. On a vu, d'ailleurs, qu'en absence du champ, ces grosses agglomérations ne se forment pas dans tous les cas. Leur formation est d'autant plus facile que la concentration de l'émanation est plus grande, mais d'autres conditions sont nécessaires, même dans un gaz parfaitement privé de poussières. La présence d'une petite quantité de vapeur d'eau, insuffisante pour saturer l'enceinte activante, détermine, ainsi que je l'ai montré, la formation de ces particules pesantes.

L'écart qui est obtenu entre les courbes de désactivation, suivant qu'on utilise ou qu'on élimine l'action de la pesanteur, est très important et facile à remarquer. Des écarts de moindre importance ont été observés par quelques expérimentateurs dans d'autres conditions. M. Rutherford indique qu'avec un même temps d'exposition très court dans un champ électrique, l'activité obtenue sur la cathode est plus petite quand on a eu le soin de

soumettre préalablement l'émanation à l'action du champ électrique, que quand cette précaution a été négligée; dans ce dernier cas une certaine quantité de dépôt actif a pu s'accumuler dans le gaz, et ces particules peuvent être ensuite entraînées par l'action du champ électrique vers le corps activé. D'après le même savant, la courbe d'activation obtenue dans une chambre d'ionisation dans laquelle on introduit de l'émanation du radium n'est pas exactement complémentaire de la courbe de désactivation après exposition longue, si l'émanation utilisée est restée longtemps en repos avant d'avoir été entraînée dans la chambre; on observe en ce cas que l'émanation contient un peu de radium B et de radium C [1].

Des phénomènes du même genre ont été observés pour l'activation par l'émanation du thorium; ils sont favorisés par la présence, dans le gaz, de poussières ou de particules en suspension.

M. Schmidt [2] a observé une petite différence entre les courbes de désactivation obtenues pour un fil activé pendant un temps court et à l'aide d'un champ électrique, avec de l'émanation qui avait été purgée de dépôt actif par l'emploi d'un champ électrique, ou de l'émanation qui n'avait pas été soumise à ce traitement. Dans le second cas la proportion de radium B et de radium C était un peu plus forte sur le fil activé.

En ce qui concerne les conditions d'activation, il serait donc utile d'établir une *courbe de désactivation normale* répondant à des conditions parfaitement définies. Les conditions les plus favorables semblent être les suivantes : activation sans champ électrique, avec distance libre très petite devant la lame activée; gaz privé de poussières et d'humidité; émanation purgée de dépôt actif par l'emploi d'un champ électrique immédiatement avant l'exposition. L'emploi du champ pendant l'activation peut amener sur le corps activé le radium B et le radium C qui se trouvent dans le gaz.

Malgré les précautions de ce genre, certaines difficultés pourront encore subsister. Les lames qui s'activent absorbent un peu d'émanation, et il faut chercher à les aérer le mieux possible avant

---

(1) Rutherford, *Radioactivity*.

(2) Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1908.

l'expérience, alors qu'il est nécessaire, d'autre part, de commencer les mesures aussitôt que possible; on diminue cet inconvénient en employant des lames métalliques très propres et bien polies. Le dépôt actif n'adhère pas complètement au métal, et l'on doit prendre des précautions spéciales pour ne point en enlever; la partie utilisée ne doit être soumise à aucun contact.

Enfin le phénomène de projection des constituants du dépôt actif, en particulier du radium B, peut aussi troubler dans une certaine mesure les résultats de l'expérience, surtout quand le corps activé porte une charge positive (§ 180).

179. **Charge des particules de dépôt actif. Dimensions des particules.** — Nous avons vu que, parmi les particules de radium A, il en est au moins un certain nombre qui portent une charge positive. La présence de particules chargées négativement n'est pas exclue, même si l'on admet que tous les atomes de radium A ont au moment de leur production une charge positive. Si, en effet, une particule matérielle est formée autour d'un atome de radium A, cette particule, après avoir été déchargée par recombinaison pourra être attirée à nouveau par un des ions négatifs du gaz. Ce phénomène ne semble pas se produire d'une manière appréciable, et le nombre des particules de radium A à charge négative ne semble pas prendre une valeur appréciable, peut-être parce que la vie moyenne de cette substance est très brève.

Un fil chargé positivement s'active dans une enceinte activante donnée à peu près autant qu'un fil semblable non chargé; l'activité acquise constitue quelques pour 100 de celle qui est obtenue quand le fil est porté à un potentiel négatif élevé.

Les expériences faites sur les fils servant d'électrode n'admettent pas d'interprétation simple. En effet, le champ électrique est, en ce cas, très éloigné d'être uniforme. Dans un tel champ toutes les particules non chargées suspendues dans le gaz se trouvent entraînées vers le fil, quel que soit le sens du champ; un phénomène de ce genre extrêmement marqué se produit, par exemple, sur les gouttelettes du brouillard formé en présence de l'émanation. Seules les expériences faites dans un champ uniforme permettent d'obtenir des conclusions précises, et cette condition n'a pas, en général, été observée.

Il semblerait naturel d'admettre que l'atome de radium A est toujours émis avec une charge positive. La même conclusion est rendue probable pour le radium B à la suite d'expériences sur sa projection par une lame activée.

La possibilité d'un transport de charge électrique avec les atomes radioactifs projetés doit être prise en considération dans les expériences faites en vue de mesurer la charge électrique émise avec les particules α du dépôt actif du radium.

On a encore peu de renseignements sur les dimensions des particules de dépôt actif contenues dans le gaz, et il est d'ailleurs probable que divers degrés d'agglomération peuvent se produire. Nous avons vu que M. Rutherford a fait un essai de détermination de la mobilité pour les véhicules du dépôt actif qui transportent une charge positive; ces expériences étaient probablement relatives aux particules de radium A dont dépend, en général, le transport de l'activité induite. La mobilité trouvée est voisine de celle que possèdent dans l'air les petits ions ordinaires (§ 83). M. Schmidt [1] est arrivé à la même conclusion par l'étude de la loi suivant laquelle varie l'intensité de l'activation sur la cathode d'un condensateur en fonction du champ électrique, le temps de l'exposition restant toujours le même. La courbe obtenue rappelle très exactement la courbe qui représente l'intensité du courant d'ionisation en fonction du champ dans le même condensateur contenant de l'émanation.

On a vu plus haut les résultats des expériences de M. Debierne, qui a étudié avec différentes concentrations de l'émanation, la manière dont varie l'activité d'une lame en fonction de la distance libre ménagée devant la lame, pour un temps d'exposition donné. La courbe obtenue se déforme quand la concentration de l'émanation augmente, et ce changement de forme peut s'expliquer soit par une agglomération croissante, soit par l'importance croissante de la recombinaison. M. Debierne a calculé que si l'on ne tenait compte que du radium A et si le régime était déterminé uniquement par la vitesse de la diffusion et par celle de la destruction spontanée, on arriverait à la conclusion qu'une particule qui diffuse a une masse 25 000 fois plus grande que celle d'une molécule

---

[1] Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1908.

d'émanation. Si toutefois on tient compte de la recombinaison, le résultat doit devenir complètement différent, et la grosseur des particules qui diffusent peut se trouver beaucoup plus petite, ainsi que l'indiquent les résultats précédemment mentionnés; elle peut même être indépendante de la concentration de l'émanation. Nous n'avons donc pas encore de données suffisantes pour fixer les dimensions des particules qui diffusent, et pour décider dans quelles limites ces dimensions sont variables. Il est seulement certain que les particules qui obéissent à l'action de la pesanteur, et dont la formation n'est pas inévitable, ont des dimensions beaucoup plus grandes que celles des particules qui diffusent vers les parois. L'ordre de grandeur de ces dimensions est fourni par la connaissance approchée de la vitesse de chute, et celle-ci est elle-même connue par l'observation de la distance limite à laquelle l'effet de la pesanteur se trouve épuisé.

La grosseur des particules pesantes semble dépendre de la quantité d'eau disponible, et l'on peut calculer que les plus petites des particules observées ont un diamètre de l'ordre du dixième de micron (Chap. VII). Il est possible que ces particules soient formées par agglomération de molécules d'eau sur des centres formés par les molécules de composés chimiques avides d'eau produits en présence de l'émanation ; les gouttelettes formées peuvent recueillir les atomes de radium B et de radium C formés dans le gaz, par suite d'un phénomène de diffusion. Ce serait alors le même phénomène que celui de la formation de brouillards en présence de l'émanation, l'air et la vapeur d'eau pouvant être remplacés en ce cas par d'autres substances.

180. **Phénomène de recul pour le radium** A, **le radium** B **et le radium** C. — Lors de la formation du radium A et du radium B, les atomes de ces substances se trouvent projetés avec une vitesse considérable (§ 84). La première observation relative à ce phénomène est déjà assez ancienne. Miss Brooks a observé que le radium B se comporte comme s'il était légèrement volatil à la température ordinaire [1]. Quand une lame activée est enfermée dans une enceinte, un peu de radium B se dépose sur les

---

[1] Miss Brooks, *Nature*, 1904.

parois de l'enceinte et y produit une activité dont la nature peut être contrôlée par la loi de son évolution. Ce phénomène ne se produit qu'au début de la désactivation, alors qu'il y a encore du radium A sur la lame activée. M. Rutherford a supposé qu'il ne s'agit pas là d'une volatilisation, mais bien d'une projection, le radium A émettant une particule α, et la partie restante de l'atome éprouvant le mouvement de recul correspondant. La projection des atomes du dépôt actif du radium a été ensuite clairement mise en évidence par MM. Russ et Makower (1) dont les expériences ont été décrites antérieurement (§ 84) et par M. Hahn et Mlle Meitner (2). Les expériences de Miss Brooks n'avaient pas décelé d'action du champ sur le phénomène, mais une telle action a été mise en évidence par M. Hahn et Mlle Meitner, qui ont montré qu'un disque placé parallèlement en face d'une lame portant du radium A reçoit 100 fois plus de radium B quand il est chargé négativement que quand il est chargé positivement. Les atomes de radium B portent donc, comme ceux de radium A, une charge positive. L'effet du champ est d'ailleurs épuisé pour une différence de potentiel de 50 volts entre la lame activée et la lame placée en face; les atomes de radium B doivent donc être arrêtés dans le gaz et subissent ensuite l'action du champ électrique.

On constate qu'au contraire dans un gaz sous faible pression (2^{cm} de mercure environ), les particules projetées ne sont guère sensibles à l'action d'un champ électrique intense et peuvent atteindre une lame chargée positivement placée en face de la lame activée. En mesurant dans ces conditions la quantité de radium B qui est recueillie par une lame placée à distance variable de la lame activée, M. Wertenstein a pu conclure que les particules de radium B ont dans l'air un parcours assez bien déterminé qui varie en raison inverse de la pression et qui serait de $0^{mm},11$ à la pression atmosphérique (3). Dans ces expériences, les particules de radium B absorbées dans le gaz n'interviennent pas pour activer la lame qui reçoit la projection; elles sont entraînées par l'action du champ électrique vers la lame opposée. Des expé-

(1) Russ et Makower, *Proc. Roy. Soc.*, 1909; *Phil. Mag.*, 1910.
(2) Hahn et L. Meitner, *Deutsch. phys. Gesell.*, 1909.
(3) Wertenstein, *Comptes rendus*, 1910.

riences analogues, effectuées dans l'hydrogène, ont mis en évidence l'existence d'un parcours qui serait d'environ $0^{mm},7$ à la pression atmosphérique. Si l'on porte en abscisses la distance des lames et en ordonnées la quantité de radium B recueillie, on trouve que celle-ci décroît suivant une loi approximativement linéaire quand la distance augmente; une telle loi est conforme à l'hypothèse d'un parcours déterminé, si l'on suppose que l'émission des particules a lieu indifféremment dans toutes les directions. Ce résultat conduit à établir une analogie entre les propriétés des particules α et celles des atomes radioactifs projetés.

Les atomes de radium B projetés peuvent traverser une couche très mince de matière solide, par exemple une couche d'argent dont l'épaisseur ne dépasse pas $20^{\mu\mu}$; l'expérience peut être faite avec une lame activée sur laquelle on détermine la formation d'un dépôt d'argent avant que la destruction du radium A soit achevée. Le rapport de l'épaisseur limite à la valeur du parcours dans l'air n'est pas éloigné du rapport des densités de l'air et de l'argent.

Le phénomène de projection du radium B offre un moyen simple pour obtenir cette substance sensiblement exempte de radium C, au moins pendant un temps court.

Pour étudier la projection du radium A, M. Wertenstein a mesuré l'activité que prend une lame chargée positivement et placée en face d'une autre lame à une distance déterminée, dans un récipient contenant de l'air chargé d'émanation à une pression d'environ 2^{cm} de mercure. L'activité acquise croît avec la distance des lames, d'abord rapidement, ensuite plus lentement. Si l'activation n'était due qu'à la projection, une activité limite devrait être atteinte pour une distance égale au parcours du radium A dans les conditions de l'expérience. En réalité on n'observe pas de valeur limite constante, mais une loi limite d'accroissement linéaire, relativement lente, correspondant probablement à un mécanisme d'activation autre que la projection et relativement peu important. Si l'on admet cette interprétation, on trouve que le parcours du radium A, déduit de la première portion de la courbe, est très voisin du parcours du radium B à la même pression. D'après la théorie des transformations radioactives, les masses des atomes de A et de B sont peu différentes et les vitesses de projection ne doivent pas différer beaucoup, puisque

les particules α émises lors de la formation de ces atomes ont des parcours assez voisins. En admettant qu'au moment de la projection les quantités de mouvement initiales de la particule α et de l'atome radioactif projeté sont égales, et en attribuant aux atomes A et B une masse atomique d'environ 200, on trouve que la vitesse de projection est environ 50 fois plus petite que celle de la particule α et qu'elle est, par conséquent, de l'ordre de 10^7 cm : sec.

Des expériences faites avec une lame activée sur laquelle il n'y a plus de radium A indiquent qu'une très faible quantité de radium C peut aussi être recueillie sur le disque chargé négativement. Il est donc possible que les atomes de radium C soient aussi chargés positivement lors de leur formation. Mais si les atomes ne sont pas projetés en dehors de la lame activée à une distance suffisante, ils sont immédiatement réabsorbés par celle-ci en vertu de la diffusion, et ne peuvent être entraînés par le champ. C'est ce qui arrive probablement dans le cas actuel; le radium B n'émettant que des rayons β, le mouvement de recul de la partie restante de l'atome est beaucoup moins important que lors de l'expulsion d'une particule α dont l'énergie cinétique dépasse, en général, de beaucoup celle d'une particule β.

On observe dans certains cas qu'une lame activée, sur laquelle le radium A n'existe plus, peut néanmoins donner lieu non seulement à une projection de radium C, mais aussi à une projection de radium B. Ce fait a été interprété par MM. Makower et Russ comme un arrachement de radium B par les atomes réellement projetés en vertu du phénomène de recul (atomes C ou plutôt atomes D qui dérivent des atomes C et dont la projection est plus violente que celle de ces derniers, puisqu'elle accompagne l'émission d'une particule α de grande vitesse). Il n'est cependant pas possible d'assigner au dépôt actif une épaisseur uniforme comportant plusieurs couches de molécules; on serait donc conduit à admettre que ce dépôt est disposé sur la lame en amas ou grains séparés.

On peut se demander si les atomes radioactifs projetés se comportent comme des rayons doués de pouvoir ionisant. Une telle supposition paraît naturelle, par analogie avec ce qui a lieu pour les rayons positifs des ampoules à vide. En étudiant, sous faible pression, l'ionisation produite par une lame activée, M. Wer-

tenstein a constaté l'existence d'un rayonnement ionisant extrêmement absorbable qui pourrait être constitué par la projection des atomes résultant de la destruction du radium C (radium D). L'action ionisante des atomes radioactifs projetés ne saurait être importante dans les gaz à la pression atmosphérique, mais il deviendrait nécessaire d'en tenir compte dans les expériences faites à des pressions réduites.

181. **Volatilité du radium** A, **du radium** B **et du radium** C. — Nous avons vu que le radium B distille plus facilement que le radium C. Tandis que ce dernier ne commence à se volatiliser que vers 1100°, le radium B est fortement volatilisé à la température de 600°. Le radium A semble encore plus volatil que le radium B, ainsi qu'il résulte des expériences de M. Duane [1] relatives à l'effet de la chauffe sur un fil activé pendant 30 minutes et contenant les trois substances, radium A, radium B et radium C, en proportions convenables. On examinait la loi d'évolution de l'activité du dépôt actif qui reste sur le fil et de celui qui distille sur les parois de l'enceinte dans laquelle le fil est placé, en même temps qu'on le chauffe au moyen d'un courant électrique. On constate que, jusqu'à ce qu'on ait atteint la température de 300°, l'effet de la chauffe est peu sensible; c'est d'ailleurs le radium A qui distille seul dans ces conditions, la courbe de désactivation de la matière active recueillie par distillation étant la même que la courbe qu'on obtient après une exposition de très courte durée. Tant qu'on ne chauffe pas au rouge, le radium A domine dans la matière qui distille, mais pour une chauffe à 700°–800° une forte proportion de radium B distille également. La matière A est donc plus volatile que la matière B.

Au-dessous de 150° l'effet de distillation est très faible, et la matière qui distille se compose de radium B seulement. Toutefois la distillation à température aussi basse ne peut être obtenue pour la matière B qu'avec un fil activé qui contient encore du radium A; le phénomène ne se produit pas, si après avoir activé un fil, on le laisse en repos pendant 20 minutes avant de commencer le chauffage; ce phénomène doit donc être rapproché du phé-

---

[1] Duane, *Journal de Physique*, 1905.

nomène de projection de radium B à la température ordinaire, et il n'est pas certain que l'élévation de température ait une influence réelle.

Certaines observations tendraient cependant à assigner à la température de volatilisation de radium A une valeur bien plus élevée. M. Makower a activé pendant 10 minutes un fil chauffé dans un four contenant de l'émanation [1]. On admettait que la température de volatilisation complète du radium A est atteinte quand le fil ne s'active plus. On trouve ainsi que le radium A commence à se volatiliser à 800° et que sa volatilisation est complète à 900°. On trouve par la même méthode que la volatilisation du radium C commence vers 700°-800°, mais que la température de volatilisation complète peut dépendre de la nature du corps activé et semble plus élevée avec le quartz (1300°) qu'avec le platine ou avec le nickel (1200°). Quand une tige de platine portée à un potentiel élevé est chauffée à 950° dans un four contenant de l'émanation, elle ne récolte aucun dépôt actif, et cela quel que soit le signe de la charge. Donc même dans ces conditions où le radium A reste dans le gaz, il n'y a pas d'arrivée appréciable de radium C, moins volatil, sur la tige.

Les phénomènes d'activation faible à température peu élevée en présence d'un corps activé qu'on chauffe peuvent être produits par l'émanation occluse dans ce corps; on peut être amené ainsi à une évaluation trop peu élevée de la température de volatilisation du radium A. D'autre part l'activation à chaud en présence de l'émanation est un phénomène complexe qui fait intervenir la mobilité des particules du dépôt actif, et celle-ci peut décroître quand la température s'élève.

182. Effet de la température sur la constante radioactive du radium C. — Dans leurs expériences relatives à l'effet de la chauffe sur le dépôt actif, P. Curie et M. Danne ont été amenés à admettre que la constante du radium C subit une influence par l'effet de la chauffe. Cette interprétation des résultats expérimentaux a été discutée par M. Bronson et par M. Schmidt qui ont montré, ainsi que nous l'avons vu plus haut, que la conclusion, précédemment

---

[1] MAKOWER, *le Radium*, 1909.

indiquée, n'est pas nécessaire. La question présente, d'ailleurs, un grand intérêt, parce que les constantes radioactives se sont montrées, jusqu'à présent, indépendantes de la température, et que si celle-ci pouvait avoir une action, il y aurait là un fait d'une grande importance.

M. Bronson n'a pu constater aucun effet de ce genre. MM. Makower et Russ [1], au contraire, en soumettant à une chauffe intense un tube de quartz contenant de l'émanation ou un fil activé, ont constaté des effets qu'ils ont attribués à l'action de la température sur le dépôt actif. Le tube actif agissait par son rayonnement extérieur sur une chambre d'ionisation à l'aide de laquelle on mesurait l'activité. Si le tube contenait de l'émanation, l'activité après une chauffe d'une heure éprouvait une baisse de 6 pour 100; cette baisse n'affectait pas la loi de destruction de l'émanation, parce que, 2 à 3 heures après la fin de la chauffe, le rayonnement reprenait la valeur normale déduite de cette loi de destruction. En comparant la loi de variation de l'activité pour deux fils activés scellés dans des tubes de quartz dont l'un était chauffé à 1000° pendant que l'autre n'était pas chauffé, on a constaté de même une diminution de l'activité par la chauffe et une altération de la loi de décroissance. Des résultats de même nature ont été obtenus par M. Engler [2] qui a également observé de petites variations d'activité pour les fils activés soumis en vase clos à l'action d'une température élevée.

Les expériences de M. Schmidt [3] sont, au contraire, défavorables à l'existence d'un phénomène de ce genre dans les limites de précision des expériences. On opérait soit avec le dépôt actif, soit avec du radium C préparé par dépôt sur nickel dans une solution chlorhydrique du dépôt actif. Les corps activés étaient scellés dans des tubes de quartz et chauffés dans un four électrique. Aucune variation n'a été constatée jusqu'à la température de 1500° quand la mesure du rayonnement était faite en utilisant les rayons γ. Mais en utilisant les rayons β du tube chauffé, on constatait une diminution d'activité semblable à celle remarquée par d'autres observateurs.

---

(1) Makower et Russ, *Le Radium*, 1907.

(2) Engler, *Ann. d. Phys.*, 1908.

(3) Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1908 (deux Mémoires).

Si la variation se fait sentir sur les rayons β et non sur les rayons γ, elle ne peut guère provenir d'une modification des constantes radioactives. Il est plutôt vraisemblable qu'elle résulte de causes d'importance secondaire, telles qu'une pénétration possible du dépôt actif dans le quartz par suite d'un phénomène de diffusion dont l'importance augmenterait avec la température, ou encore une modification dans le pouvoir pénétrant du quartz par suite d'une altération de cette matière à température élevée.

183. **Ionisation produite par l'émanation et la radioactivité induite.** — Le nombre d'ions qui est produit par l'émanation seule dans une chambre d'ionisation dépend non seulement de la quantité d'émanation contenue dans la chambre, mais aussi de la forme et des dimensions de celle-ci. Si le courant de saturation est obtenu, l'intensité de ce courant augmente pour des vases de forme semblable avec les dimensions de ces derniers, parce que les rayons émis par l'émanation se trouvent mieux utilisés dans les récipients dans lesquels ils sont absorbés par le gaz plutôt que par les parois.

Des expériences quantitatives à ce sujet ont été faites par M. Duane [1]. Ce physicien a admis que la radiation absorbée par la paroi et la radiation secondaire qui peut en provenir, sont proportionnelles à la densité de l'émanation et à la grandeur de la surface. Dans ces conditions, l'intensité du courant i obtenu dans une chambre déterminée s'exprime par la formule

$$(1) \qquad i = \mathfrak{I}\left(1 - k\frac{s}{v}\right),$$

où v désigne le volume de la chambre en centimètres cubes, s la surface des parois en centimètres carrés, k un coefficient constant et $\mathfrak{I}$ le courant qu'on obtiendrait avec la même quantité d'émanation, si tous les rayons émis étaient complètement utilisés. L'expérience consistait à comparer les courants de saturation obtenus avec une même quantité d'émanation dans trois chambres cylindriques dont les dimensions sont les suivantes :

Hauteur.....	$58^{cm},6$	$23^{cm},9$	$12^{cm},6$
Diamètre.....	$33^{cm},4$	$10^{cm},83$	$6^{cm},7$

[1] DUANE, *Comptes rendus*, 1905.

On a trouvé que ces courants peuvent être représentés par la formule précédente, dans laquelle on pose

$$k = 0^{cm},52.$$

La formule ne peut évidemment se vérifier pour de petits volumes pour lesquels elle donnerait un courant négatif. Elle doit cependant s'appliquer, au moins approximativement, tant que la plus petite des dimensions de la chambre est supérieure au parcours des particules α de l'émanation dans le gaz intérieur à la chambre. Quand cette condition n'est plus réalisée, le coefficient k doit évidemment décroître. On peut d'ailleurs admettre que l'émanation n'émet que des rayons α, et que ceux-ci sont absorbés par la paroi sans production de rayons secondaires susceptibles d'ioniser les gaz.

La formule indiquée permet de calculer le courant de saturation limite δ que pourrait fournir une certaine quantité d'émanation dont les rayons seraient complètement utilisés, connaissant le courant de saturation produit par cette même quantité d'émanation dans une chambre dont les dimensions sont connues. On trouve, par exemple, en se reportant aux mesures qui ont été décrites précédemment (§ 69), que l'émanation dégagée en une heure par un gramme de radium produit, dans une chambre cylindrique de $12^{cm},5$ de hauteur et de $6^{cm},7$ de diamètre, un courant maximum égal à $2,62 \times 10^4$ unités E. S. D'autre part, dans le même appareil, le courant dû à l'émanation seule constitue 43 pour 100 du courant maximum; il a donc la valeur $i = 1,126 \times 10^4$ E. S.

On en déduit $\delta = 1,86 \times 10^4$ E. S. et le courant produit par l'émanation saturée d'un gramme de radium aurait la valeur $1,86 \times 10^4 \times 133,2$; soit $2,5 . 10^6$ unités E. S.

Si, d'autre part, on admet que l'émanation saturée d'un gramme de radium émet par seconde un nombre de particules α égal à $3,4 . 10^{10}$ et que chaque particule α produit $1,75 . 10^5$ ions, la charge de chaque ion étant $4,7 . 10^{-10}$ E. S., on trouve pour le courant qui peut être obtenu avec cette quantité d'émanation, indépendamment de la radioactivité induite qui l'accompagne, la valeur $2,8 . 10^6$ E. S. Ce nombre est assez voisin de celui qui résulte de la mesure du courant, l'écart pouvant être attribué à la connaissance imparfaite des nombreuses données qu'on a dû faire intervenir.

Si l'on utilise les données numériques ci-dessus, la formule (I) permet d'effectuer le dosage de l'émanation par le courant initial qu'elle produit dans une chambre d'ionisation de forme quelconque. Si l'on prend comme *unité d'émanation* la quantité qui est dégagée en une seconde par un gramme de radium, la quantité x d'émanation qui produit un courant initial de i unités E. S. est donnée par la formule

$$x = \frac{i}{5,2\left(1 - 0,52\frac{s}{v}\right)}.$$

La mesure du courant initial présente quelques difficultés et il est plus commode de mesurer le courant maximum i_m qui est atteint 3 heures après l'introduction de l'émanation. MM. Duane et Laborde [1] ont montré que la quantité d'émanation peut aussi être déterminée par la mesure de i_m; la formule utilisée pour tenir compte de la forme de la chambre est en ce cas la suivante :

$$x = \frac{i_m}{13,1\left(1 - 0,52\frac{s}{v}\right)}.$$

Quand l'émanation est répandue dans l'espace compris entre deux plateaux parallèles, le courant i dû à l'émanation seule est bien représenté en fonction de la distance des plateaux d par la formule

$$i = i'\left[d - \frac{1}{\mu}(1 - e^{-\mu d})\right].$$

Cette formule est obtenue en supposant que le rayonnement de l'émanation est absorbé par le gaz suivant une loi exponentielle caractérisée par le coefficient μ et que i' est le courant que fournirait l'émanation répandue sur 1^{cm} de hauteur, si son rayonnement était totalement utilisé. On trouve approximativement $\mu = 1$ pour l'air à la pression atmosphérique.

184. Rayonnement du dépôt actif. Nature complexe du radium C. Rayons β du radium. — Nous avons vu que le radium A ne semble émettre que des rayons α, et que le parcours de ces rayons dans

---

[1] Duane et Laborde, *Le Radium*, 1910.

l'air à la pression atmosphérique est égal à $4^{cm},83$. Il n'est pas facile de constater si cette substance émet aussi des rayons β très absorbables. Le radium C émet des rayons α, β et γ, le parcours des rayons α étant égal à $7^{cm},06$. Le radium B donne lieu à un rayonnement absorbable ainsi qu'en témoignent les expériences qui ont été décrites précédemment.

La nature des rayons du radium B a été mise en évidence par M. Schmidt [1] au moyen d'un diaphragme à cloisons parallèles analogue à c lui qui avait servi pour déceler la déviation magnétique des rayons α (*fig.* 117), mais ayant ses cloisons plus écartées. Une plaque activée pendant un temps très court servait de source, et les rayons α étaient supprimés par un écran d'épaisseur minimum. En établissant un champ magnétique qui déviait les rayons vers les cloisons, on observait une diminution du rayonnement au delà du diaphragme; la valeur de la diminution dépendait du sens du champ, et l'on pouvait conclure qu'il s'agissait de rayons β. La proportion des rayons déviés pour le radium B et le radium C était appréciée d'après la forme des courbes de désactivation, obtenues avec ou sans champ magnétique, et l'on a trouvé ainsi que les rayons du radium B sont en moyenne plus déviables que les rayons β du radium C.

L'étude de l'absorption des rayons β du radium C isolé par l'électrolyse a montré que le coefficient d'absorption va en diminuant quand croît l'épaisseur de matière traversée. Ce coefficient semble tendre vers une valeur constante, et l'on trouve à la limite environ $\mu = 13$ pour l'aluminium. D'après M. Schmidt le rayonnement peut être considéré comme composé de deux groupes homogènes dont les coefficients d'absorption pour l'aluminium sont respectivement 53 et 13. Le coefficient d'absorption des rayons β du radium B était déduit de la comparaison des résultats obtenus sur le radium C pur avec les résultats obtenus au moyen d'une lame activée contenant les deux substances; le rayonnement du radium B semblait aussi hétérogène; le coefficient d'absorption moyen pour l'aluminium est voisin de 80 (§ 114). Les courbes qui représentent le logarithme du rayonnement en fonction de l'épaisseur d'aluminium traversée ont été reproduites dans la figure 110.

---

[1] SCHMIDT, *Ann. d. Phys.*, 1906.

M. Duane [1] a étudié l'émission de charge électrique par le dépôt actif du radium et en a conclu que le radium B donne lieu à une émission d'électrons lents et de rayons β. L'appareil était constitué par deux électrodes cylindriques coaxiales très rapprochées; l'électrode intérieure qui portait le dépôt actif était reliée à l'électromètre. Un bon vide était fait dans l'appareil et, en raison du faible espace ménagé entre les électrodes, on admettait que l'ionisation du gaz résiduel ne donnait lieu à aucun courant appréciable quand l'électrode extérieure était portée à un potentiel V variable. On mesurait le courant avec une faible valeur de V, soit, par exemple, 2,2 volts; on constatait que le sens du courant de charge de l'électromètre dépend du signe de V. Si $V > 0$, l'électrode se charge positivement, le courant de charge étant i_1; si $V < 0$, l'électrode se charge négativement, mais le courant de charge i_2 est beaucoup plus faible que i_1 en valeur absolue. Si l'électrode extérieure est reliée au sol, on obtient un courant de charge positive plus faible que i_1 et correspondant non pas à un champ nul, mais au champ créé par la force électromotrice de contact entre les électrodes. La demi-somme des courants i_1 et i_2 est peu différente du courant positif obtenu quand l'électrode intérieure est reliée au sol, et M. Duane a admis que c'est cette demi-somme qui mesure l'émission de charge négative par l'électrode intérieure, diminuée de la charge négative renvoyée par l'électrode extérieure par suite de diffusion de rayons primaires ou d'émission de rayons secondaires.

Les charges émises sont très sensibles à l'action du champ électrique, ce qui prouve qu'il y en a beaucoup dont la vitesse d'émission est faible. Ces charges semblent être émises en quantité à peu près égale par les surfaces des deux électrodes, et peuvent représenter, d'après M. Duane, les rayons β secondaires émis sur les deux électrodes par le choc des rayons α ou des rayons β de grande vitesse.

La loi de décroissance avec le temps pour la charge émise par l'électrode ne correspond pas à la loi de décroissance de l'ionisation obtenue dans le même appareil quand on y rétablit la pression atmosphérique; aucune des deux courbes n'est d'ailleurs en accord avec l'hypothèse que le radium B est inactif, mais la première

---

[1] Duane, *Le Radium*, 1908.

des deux courbes présente un écart plus important que la seconde. La courbe qui représente la variation de la charge correspond plutôt à la supposition que le radium B et le radium C émettent chacun la même quantité d'électricité négative par seconde, quand ils sont en équilibre radioactif avec l'émanation.

Le rapport des courants obtenus avec les deux sens du champ électrique dépend du métal des électrodes. Parmi les charges émises il en est qui sont arrêtées par une différence de potentiel inférieure à 40 volts. En examinant l'effet d'un champ magnétique parallèle à l'axe des électrodes, on peut juger de la vitesse avec laquelle se déplacent les charges négatives. Cette vitesse est de l'ordre de $4.10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$; les électrons observés sont donc des électrons lents.

Le nombre des électrons peut être comparé au nombre des particules α émises dans le même temps par le dépôt actif. Pour cela on détermine d'une part le courant de charge dans le vide, d'autre part le courant d'ionisation obtenu avec la même électrode active dans un grand volume d'air. Le rapport du second courant au premier était environ 3600. En admettant que le nombre d'ions par particule est environ 200 000 on en conclut que le nombre des électrons lents est supérieur à $\frac{200\,000}{3600}$, c'est-à-dire à 60. Les expériences tendent donc à prouver que l'émission d'une particule α est accompagnée de l'émission d'un nombre considérable d'électrons lents.

Il résulte d'expériences récentes faites par M. Hahn et Mlle Meitner que le radium C est probablement une substance complexe [1]. En utilisant une plaque recouverte de radium C séparé par l'électrolyse, on peut obtenir sur une plaque disposée en face une faible activation par projection; l'activité de la substance projetée disparaît en quelques minutes, et il semble probable que c'est cette substance qui est la source des rayons α, tandis que la substance caractérisée par la période de 19,5 minutes n'émettrait que des rayons β. Cette manière de voir est en accord avec la théorie d'après laquelle une substance radioactive simple ne peut émettre qu'une seule espèce de rayons.

D'après les mêmes auteurs les rayons β du radium ne proviennent

(1) O. Hahn et L. Meitner, *Phys. Zeit.*, 1909.

pas entièrement du dépôt actif; le radium au minimum d'activité donne aussi lieu à une faible émission de rayons β très absorbables qu'on peut observer en utilisant un sel privé aussi complètement que possible d'émanation et de dépôt actif, par l'action d'une chauffe intense et prolongée. L'intensité de ce rayonnement est de l'ordre de 1 pour 100 de celle du rayonnement β émis par le radium en équilibre radioactif; le coefficient d'absorption pour l'aluminium de l'ordre de 300. La présence de rayons β et de rayons α dans l'émission du radium conduirait à penser que ce corps est complexe. Certains faits expérimentaux sont en faveur de cette manière de voir.

La série des descendants du radium dont l'évolution est relativement rapide comprend l'émanation, le radium A, le radium B et le radium C. On trouve le prolongement de cette série dans l'étude de la radioactivité induite à évolution lente.

185. Loi d'évolution de l'activité induite restante du radium. Radium D, E et F. Leur relation avec le radioplomb et le polonium. — Nous avons vu qu'après une longue activation en présence d'une émanation concentrée, le corps actif manifeste, après la disparition de la radioactivité induite composée de radium A, de radium B et de radium C, un résidu d'activité de nature différente. Cette activité restante va, en effet, en augmentant en fonction du temps, suivant une loi de variation lente (§ 77). L'étude de cette activité résiduelle a été faite par M. Rutherford [1] qui a montré que le résidu est de nature complexe et se compose de plusieurs matières radioactives. En particulier l'évolution de l'activité due aux rayons β n'était pas la même que celle de l'activité due aux rayons α. L'intensité du rayonnement β augmentait avec le temps, mais tendait vers une limite constante qui était atteinte après un mois. Au contraire, l'intensité du rayonnement α continuait à augmenter pendant 18 mois, et l'on constatait une diminution de la vitesse d'accroissement indiquant qu'une limite serait atteinte dans quelque temps.

L'accroissement de l'intensité des rayons β avait lieu suivant

---

[1] Rutherford, *Phil. Mag.*, 1904; *Nature*, 1905.

la loi

$$A = A_\infty(1 - e^{-\lambda t}) \quad \text{avec} \quad \lambda = 0{,}115 \frac{1}{\text{jour}};$$

cette loi s'interprète en admettant que la matière qui donne lieu à l'émission de rayons β se forme avec un débit constant et qu'elle se détruit de moitié en 6 jours environ.

En chauffant la lame active, M. Rutherford a trouvé qu'au-dessus de 1000° la matière qui fournit les rayons α est volatilisée, tandis que la matière qui émet les rayons β ne se volatilise que plus difficilement. Toutefois, après une chauffe à 1000°, l'intensité du rayonnement β n'est plus constante, mais décroît de moitié en 4,5 jours. On en conclut que la matière qui produit les rayons β est elle-même produite par une autre matière qui se volatilise au-dessous de 1000° et qui évolue très lentement.

Les trois matières ont été désignées par les lettres D, E et F, le radium D étant la substance dont la vie moyenne est très longue et qui produit le radium E, source des rayons β; le radium F est la matière qui émet les rayons α.

M. Rutherford a montré qu'en traitant une lame de platine, qui porte la radioactivité résiduelle, par une solution étendue d'acide sulfurique, on dissout l'activité, laquelle peut ensuite être concentrée par évaporation. Si dans une solution du dépôt actif on plonge une plaque de bismuth, on obtient sur celle-ci un dépôt de matière F seulement, et l'on constate que cette matière décroît de moitié en 143 jours. La matière F est produite directement par la matière E; si, en effet, on a chassé par la chauffe le radium D et le radium F d'une plaque activée, le rayonnement α de cette plaque, d'abord nul, se manifeste à nouveau en même temps qu'a lieu la décroissance du rayonnement β. On peut donc admettre que les matières D, E et F sont consécutives.

M. Rutherford a émis la supposition que ces matières doivent se trouver accumulées dans les minéraux qui contiennent du radium, et il a cherché à les identifier avec les substances radioactives connues. En particulier, il a constaté que la loi de décroissance du radium F rapproche cette substance du polonium. De plus, on savait que l'activité du plomb extrait de la pechblende semble constante, et qu'elle est due à un rayonnement qui semble de même nature que celui du polonium. M. Rutherford en a conclu

que le radium D est la substance qui, se trouvant séparée avec le plomb, donne lieu à une production continue de radium E et de radium F. Ces prévisions ont été pleinement justifiées et ont permis d'interpréter l'ensemble des renseignements qu'on possédait sur le plomb radioactif. Ainsi, M. Debierne avait montré qu'en traitant le plomb radioactif on pouvait en extraire du polonium; MM. Hofmann, Gonder et Wölfl, en plongeant des lames métalliques dans une solution de plomb radioactif, en ont extrait deux constituants radioactifs, probablement le radium E et le radium F. Les produits obtenus antérieurement par MM. Hofmann et Strauss devaient être enrichis en polonium.

Dans le spectre du radioplomb, Demarçay n'a vu aucune raie nouvelle, et il est probable que le radium D, le radium E et le radium F se trouvent présents en quantité minime. L'exactitude de la théorie de M. Rutherford a été démontrée par les expériences de MM. Meyer et von Schweidler [1] qui ont étudié comparativement le rayonnement du plomb radioactif et l'activité induite résiduelle du radium. Ils ont constaté que la matière qui émet des rayons α dans le radioplomb et qui peut en être séparée, est caractérisée par la même loi de décroissance que celle observée pour le polonium ; et que c'est aussi suivant une loi caractérisée par la même constante radioactive que s'accroît le rayonnement α du dépôt actif résiduel. Une vérification analogue a été faite pour la matière qui émet les rayons β. Pour séparer le radium E et le radium F, on plongeait des lames métalliques dans les solutions de plomb radioactif et l'on étudiait l'activité de ces lames en rayons α et en rayons β, en les soumettant dans certains cas à une chauffe à température élevée. La séparation par électrolyse a été également utilisée.

186. **Radium D. Essai de détermination de la période et propriétés.** — Le radium D ne semble pas actif par lui-même. On obtient du chlorure de plomb pratiquement inactif, suivant le procédé de M. Debierne, qui consiste à laisser cristalliser par refroidissement une solution chaude de ce chlorure; en répétant cette opération sur les cristaux redissous, on obtient après quelques

---

[1] Meyer et v. Schweidler. *Acad. Vienne*, 1905.

cristallisations un chlorure dont l'activité, très faible au début, augmente ensuite en fonction du temps aussi bien en rayons α qu'en rayons β, et l'on peut s'assurer que l'activité initiale est très peu importante par rapport à celle qui se développe dans la suite. Si donc le radium D possède un rayonnement, celui-ci est très faible et probablement très absorbable. La constante radioactive du radium D est encore mal connue. Pour la déterminer, il faudrait observer la loi de décroissance de l'activité du radioplomb quand celui-ci se trouve en équilibre de régime radioactif avec le radium E et le radium F. Les séries d'expériences commencées à cet effet n'ont pas encore pu donner le résultat cherché et ont appris seulement que le maximum de l'activité totale est atteint en deux ans après la séparation du radioplomb privé de radium E et de radium F. De même le maximum de l'activité totale du dépôt actif résiduel est atteint deux ans après la fin de l'activation.

Si nous considérons le radium D, initialement dépourvu de radium E et de radium F, et que nous employions des notations analogues à celles qui nous ont déjà servi, les quantités des trois substances sont données en fonction du temps par les formules suivantes :

$$D = D_0 e^{-dt},$$

$$E = \frac{n_1 d D_0}{\varepsilon - d}(e^{-dt} - e^{-\varepsilon t}),$$

$$F = n_1 n_2 D_0 \varepsilon d \left[\frac{e^{-dt}}{(\varepsilon - d)(f - d)} - \frac{e^{-\varepsilon t}}{(\varepsilon - d)(f - \varepsilon)} + \frac{e^{-ft}}{(f - d)(f - \varepsilon)}\right],$$

les constantes radioactives du radium D, du radium E et du radium F étant respectivement d, ε et f.

Après un temps t suffisamment grand, E et F décroissent suivant la loi exponentielle qui caractérise la matière D, et ce résultat est atteint pour la matière E avant d'avoir été atteint pour la matière F.

M. Rutherford a essayé de déterminer la constante d par voie indirecte au moyen du raisonnement suivant : Soit N le nombre de particules β émises par seconde par le radium C qui est en équilibre avec une certaine quantité d'émanation; cette quantité d'émanation émettra pendant toute la durée de sa vie un nombre de particules β égal à $\frac{N}{\lambda}$, où λ est la constante de l'émanation.

Admettons que ce nombre soit aussi celui des atomes de radium D formés. Quand celui-ci sera en équilibre avec le radium E, il émettra par seconde un nombre N′ de particules β égal à $\frac{dN}{\lambda}$, si l'on admet qu'un atome de radium D donne lieu à la formation d'un seul atome de radium E dont la destruction comporte l'émission d'une seule particule β. On aura donc

$$N' = d\frac{N}{\lambda}, \qquad \frac{N}{N'} = \frac{\lambda}{d}.$$

En mesurant, dans le même appareil, l'intensité du rayonnement β du radium C et du radium E qui en résulte suivant la théorie précédente, M. Rutherford a évalué à environ 40 ans la période de destruction de moitié pour le radium D.

MM. Meyer et von Schweidler [1] ont utilisé une méthode analogue. Supposons que le radium D soit déposé avec une vitesse constante Δ sur le corps qui s'active; tel sera le cas si le corps est exposé à l'action d'une émanation de concentration constante. Les quantités des matières D, E et F qui existeront après un temps τ sur le corps activé sont les suivantes :

$$D = \frac{\Delta}{d}(1 - e^{-d\tau}),$$

$$E = n_1 \frac{\Delta}{\varepsilon}\left(\frac{d}{\varepsilon - d}e^{-\varepsilon\tau} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon - d}e^{-d\tau} + 1\right),$$

$$F = \frac{n_1 n_2 \Delta}{f}\left[\frac{d\varepsilon}{(\varepsilon - f)(f - d)}e^{-f\tau} - \frac{\varepsilon f}{(\varepsilon - d)(f - d)}e^{-d\tau} - \frac{df}{(\varepsilon - d)(\varepsilon - f)}e^{-\varepsilon\tau} + 1\right].$$

Comme d a une valeur très faible, on peut pour des valeurs de τ qui ne sont pas trop grandes, remplacer $e^{-d\tau}$ par $1 - d\tau$; de plus on peut négliger d par rapport à ε et f, ainsi que ε par rapport à f. Supposons que chaque atome d'une substance ne produise qu'un atome de la substance suivante, ce qui conduit à poser $n_1 = n_2 = 1$. Choisissons enfin le temps τ de telle manière que l'exponentielle $e^{-\varepsilon t}$ soit négligeable ; cette condition pourra être réalisée pour un temps de quelques mois pour lequel l'exponentielle e^{-dt} est encore voisine de 1.

---

[1] Meyer et von Schweidler, *Phys. Zeit.*, 1907.

On trouve dans ces conditions

$$D_\tau = \Delta\tau \quad = D_\infty\, d\tau,$$

$$E_\tau = \frac{\Delta}{\varepsilon}\, d\tau = E_\infty\, d\tau,$$

$$F_\tau = \frac{\Delta}{f}\, d\tau \left(1 - \frac{1 - e^{-f\tau}}{f\tau}\right) = F_\infty\, d\tau \left(1 - \frac{1 - e^{-f\tau}}{f\tau}\right).$$

On peut faire avec M. Rutherford l'hypothèse que le rayonnement β émis par le radium C et par le radium E qui sont en équilibre avec une quantité constante de radium, comporte l'émission d'un même nombre de particules par seconde, et que l'effet ionisant de chaque particule dans le même appareil est le même. Cette supposition n'est certainement pas très exacte, parce que les rayons β du radium C et ceux du radium E n'ont pas le même pouvoir pénétrant, mais il est difficile de tenir compte de cette circonstance. En faisant abstraction de l'écart qui en résulte, on peut écrire, pour le rayonnement β du radium C et du radium E au temps τ,

$$\beta(C) = \beta(E_\tau)\,\frac{1}{d\tau}.$$

En ce qui concerne le rayonnement α on peut admettre également que le nombre des particules émises par seconde est le même pour le radium C et le radium F en équilibre radioactif avec le radium; mais on se rapproche plus de la vérité en admettant que l'effet ionisant d'une particule est proportionnel à son parcours qu'en admettant qu'il est le même dans les deux cas. On peut donc écrire

$$\frac{\beta_\alpha(F_\infty)}{\beta_\alpha(C)} = \frac{3{,}86}{7{,}06} = 0{,}613,$$

$$\beta_\alpha(C) = \beta_\alpha(F_\tau)\,\frac{1}{0{,}613\,\tau\, d}\left(1 - \frac{1 - e^{-f\tau}}{f\tau}\right),$$

$$\beta_\alpha(C) = \frac{\beta_\alpha(F_\tau)}{0{,}613\,\tau\, d\left(1 - \dfrac{1 - e^{-f\tau}}{f\tau}\right)}.$$

Les expériences étaient effectuées ainsi qu'il suit. Une plaque de platine était activée pendant 264 jours en vase clos en présence de $0^g{,}5$ de bromure de baryum radifère contenant 60 pour 100 de bromure de radium. Après ce temps on enlevait la plaque, et l'on

mesurait le rayonnement d'abord 25 minutes après la fin de l'exposition, puis 24 heures après la fin de l'exposition. La deuxième mesure fournissait le rayonnement du radium E présent sur la plaque; le rayonnement du radium C était déduit par différence et extrapolé pour le moment initial de la désactivation. La valeur trouvée pour d conduit à une valeur de 35,7 ans pour la période de destruction de moitié quand on utilise le rayonnement β et à une période de 12 ans seulement quand on utilise le rayonnement α. Cette deuxième valeur était considérée comme plus correcte, la divergence du nombre obtenu par la mesure du rayonnement β pouvant s'expliquer par la supposition que le radium C est une substance complexe qui émet plus d'un groupe de rayons β, chaque groupe correspondant à une substance radioactive simple.

En observant au moyen du nombre des scintillations produites l'accroissement du radium F à partir d'une quantité donnée d'émanation, M. Antonoff a obtenu pour la période du radium D une valeur d'environ 16,5 ans ([1]).

Le radium D est entraîné avec le plomb que l'on extrait de la pechblende. On n'a pas encore réussi à l'obtenir à l'état concentré, de manière à essayer de l'isoler. Le progrès de la concentration est d'ailleurs difficile à suivre, parce que la substance n'est pas active par elle-même et que l'activité limite en rayons pénétrants n'est atteinte qu'en un mois, tandis que l'activité en rayons α demande encore bien plus de temps pour se développer complètement. D'autre part, les procédés qu'on essaie pour concentrer le radium D ont, en général, pour effet de concentrer le radium E et le radium F dans les diverses parties du traitement; la valeur limite qui est ensuite atteinte pour ces substances peut donc seule caractériser la proportion de radium D.

Des essais de concentration du radium D ont été décrits par divers auteurs ([2]) ([3]). Voici quelques-uns des résultats obtenus : lors de la cristallisation du chlorure de plomb radioactif en solution aqueuse ou chlorhydrique, le radium D se concentre dans les cristaux. Dans la distillation du chlorure en présence du chlorure

---

([1]) Antonoff, *Phil. Mag.*, 1910.
([2]) Hofmann et Wölfl, *Berichte d. chem. Gesell.*, 1907.
([3]) Szilard, *Le Radium*, 1908.

d'ammonium, le radium D se concentre dans la partie plus volatile. Quand on fait agir du zinc sur le chlorure fondu, le radium D s'accumule dans le métal. En précipitant la solution du chlorure par l'hyposulfite de sodium, on obtient l'entraînement du radium D avec le précipité formé au début, et l'on peut ainsi obtenir du plomb radioactif 5 à 7 fois plus riche en radium D que celui qui a servi de point de départ. Un bon résultat est obtenu en transformant le chlorure en tétraphénylplomb qui cristallise à peu près exempt de radium D. On peut obtenir ainsi un sel dont l'activité limite en rayons α est 200 fois plus grande que celle de l'uranium, mais la réaction n'est pas assez simple pour pouvoir servir comme procédé de fractionnement régulier.

Le radium D est entraîné avec le baryum dans la précipitation de ce dernier par l'acide sulfurique; il peut ainsi être séparé du radium E et du radium F qui restent en solution [1].

187. **Radium** E_1 **et** E_2. **Radium** F. — Le radium E est une substance qui émet des rayons β sensiblement homogènes dont le coefficient d'absorption par l'aluminium est environ $\mu = 44$. Un rayonnement γ faible semble aussi exister ; le coefficient d'absorption par le plomb est égal à 0,8 [2] et l'intensité n'est que 0,016 pour 100 de celle des rayons β. Le radium E n'est pas volatil à 1000°.

MM. Meyer et von Schweilder [3] ont obtenu pour la décroissance du radium E des périodes variables avec les conditions de l'expérience. Ils en ont conclu qu'entre le radium D et le radium F il existe non pas une, mais deux substances intermédiaires; le radium E_1 et le radium E_2. La substance E_1 serait inactive, volatile au rouge et soluble dans l'acide acétique à chaud; elle aurait une période de 6 à 6,5 jours. La substance E_2 serait celle qui émet des rayons β, elle ne serait ni volatile au rouge, ni soluble dans l'acide acétique à chaud et aurait une période de 4,8 jours. En électrolysant une solution de dépôt actif, on peut, pour une densité de courant convenable, recueillir sur la

---

(1) Antonoff, *Phil. Mag.*, 1910.
(2) Schmidt, *Phys. Zeit.*, 1907.
(3) Meyer et von Schweidler, *Acad. Vienne*, 1906.

cathode du radium E_1 et E_2 avec du radium F, mais sans radium D. Le rayonnement β d'une plaque ainsi activée décroît en général suivant une loi qui n'est pas d'abord simple; la vitesse de destruction augmente avec le temps pour atteindre une loi limite qui est une exponentielle simple correspondant à une période de 6 jours. Mais si la plaque a été chauffée ou bien traitée par l'acide acétique à chaud, son rayonnement β décroît dès le début suivant une loi exponentielle simple correspondant à une période de 4,8 jours.

Les conclusions relatives à l'existence du radium E_1 et E_2 ont été contestées par M. Antonoff qui a observé l'accroissement du rayonnement β à partir du radium D pur, obtenu par une activation de courte durée en présence d'émanation très concentrée; la loi d'accroissement n'indiquait l'existence d'aucune substance inactive intermédiaire; elle conduisait à considérer le radium E comme une substance simple ayant une période de 5 jours.

On obtient une période de 4,7 jours pour la substance qui émet le rayonnement β en observant l'accroissement d'activité d'un chlorure de radioplomb préparé à l'état inactif au moyen de la cristallisation répétée par refroidissement [1].

Le radium F (polonium) émet des rayons α et aussi des électrons lents. Le parcours des rayons α est égal à $3^{cm},86$ [2]; ces rayons sont absorbés par une épaisseur d'aluminium égale à $0^{cm},0028$. Le radium F est identique avec le polonium et le radiotellure. La période du polonium a été déterminée par de nombreux expérimentateurs. Voici les nombres obtenus :

	Période en jours.	
Dépôt actif	138,2	Meyer et v. Schweidler.
Substance extraite du plomb radioactif	134,5	
Radiotellure	136,5	
Bismuth polonifère	138,6	
Dépôt actif	143	Rutherford.
Radiotellure	143	
Radiotellure	139,6	Marckwald et Greinacher.
Polonium	140,0	M. Curie.

(1) Danysz, *Comptes rendus*, 1906.
(2) Levin, *Phys. Zeit.*, 1906.

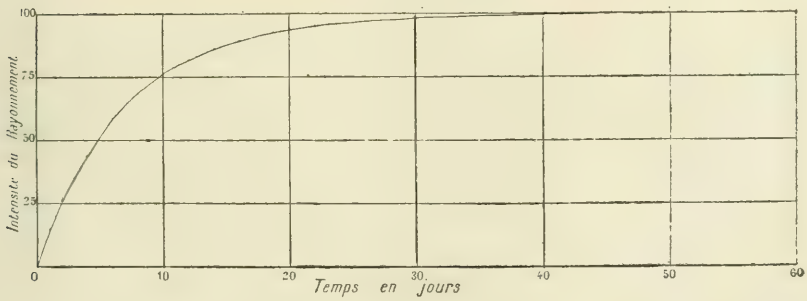
Dans ce Tableau on a désigné par *radiotellure* la substance préparée par M. Marckwald, et par *polonium* celle préparée par M. Curie. La période du polonium peut être prise égale à 140 jours, nombre voisin de la moyenne des résultats expérimentaux.

Le polonium dans le dépôt actif est volatil à 1000°. Il se dépose sur les métaux plongés dans la solution chlorhydrique du dépôt actif et même sur le platine. Les propriétés chimiques de ce corps ont été exposées précédemment.

Quand on soumet à l'électrolyse une solution de dépôt actif ou de radioplomb, le polonium se dépose seul pour des densités de courant d'environ $4 . 10^{-6}$ ampère; avec une densité de courant de 10^{-5} ampère on obtient un mélange de radium F et de radium E, et avec 10^{-4} ampère et au-dessus on a en plus un dépôt de radium D.

La loi de l'accroissement de l'activité du radium D est représentée dans les figures 170 et 171. Le radium D utilisé était préparé à l'état inactif par cristallisation répétée d'une solution de chlorure de radioplomb extrait de la pechblende. La figure 170 représente

Fig. 170.

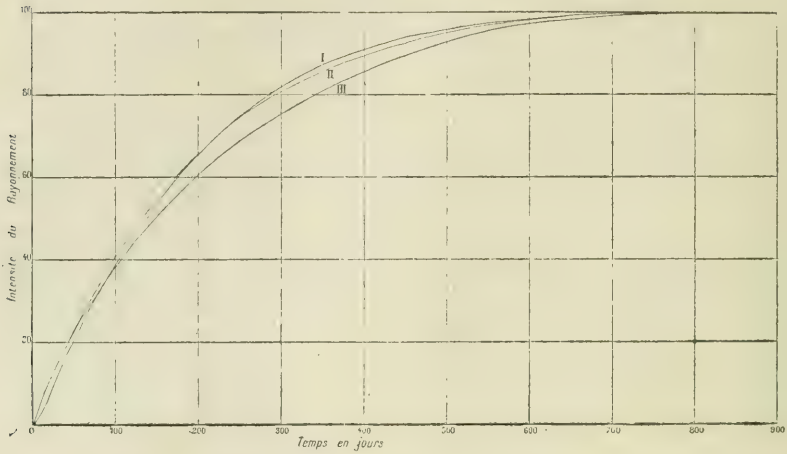


la loi d'accroissement de l'intensité $\mathfrak{I}$ du rayonnement pénétrant. Une intensité limite $\mathfrak{I}_\infty$ est atteinte en un temps d'environ un mois. La période déduite de la diminution du logarithme de $(\mathfrak{I}_\infty - \mathfrak{I})$ en fonction du temps est $T = 4,7$ jours.

La figure 171 représente la loi d'accroissement de l'intensité $\mathfrak{I}$ du rayonnement total (courbe III); celle-ci augmente pendant 2 ans et atteint après 760 jours une valeur qui ne varie pas sensiblement pendant l'année suivante. La courbe I a été obtenue en observant l'accroissement du rayonnement total d'une lame de

verre qui avait subi une activation d'un mois en présence d'une grande quantité d'émanation du radium. La courbe II est une courbe théorique qui représente l'accroissement de la quantité de polonium en fonction du temps, la période du polonium étant

Fig. 171.



supposée égale à 140 jours, et la vitesse de formation étant supposée constante. On voit que les trois courbes ont une allure analogue. D'après la forme de ces courbes et d'après les résultats obtenus jusqu'à présent, relativement à la décroissance du radium D en équilibre avec E et F, il semble que la période du radium D dépasserait 15 ans et pourrait être plutôt de l'ordre de 40 ans.

188. Vie du radium. Évolution de l'activité du radium. — Le radium est une substance dont la vie moyenne est probablement très longue. La durée de la vie moyenne peut être prévue par des considérations théoriques.

Admettons qu'un gramme de radium au minimum d'activité émette par seconde un nombre de particules α égal à n. Si l'on admet qu'un atome de radium émet en se détruisant une seule particule α, le nombre d'atomes de radium détruits en une seconde est aussi égal à n.

Si l'on désigne par N le nombre d'atomes de radium contenus dans un gramme de cette substance, la constante radioactive λ

est donnée par la formule

$$\lambda = \frac{n}{N} \frac{1}{\text{sec}}.$$

Le nombre N se détermine d'après la connaissance de la charge d'un atome d'hydrogène dans l'electrolyse. Soit e cette charge. 1^g d'hydrogène contient $\frac{9650 \times 3.10^{10}}{e}$ atomes, soit $\frac{2,9.10^{14}}{e}$ atomes; en prenant $e = 4,7.10^{-10}$ unité E. S. on trouve $6,2 \times 10^{23}$ atomes. Par conséquent

$$N = \frac{6,2.10^{23}}{226} = 2,73.10^{21}.$$

En prenant pour n la valeur récemment indiquée par M. Rutherford, $n = 3,4.10^{10}$, on trouve

$$\lambda = 1,25.10^{-11} \frac{1}{\text{sec}} \quad \text{ou} \quad \lambda = 3,94.10^{-4} \frac{1}{\text{an}};$$

d'où, pour la période de destruction de moitié,

$$T = 1760 \text{ ans},$$

et pour la vie moyenne 2540 ans.

Le volume de l'émanation qui est en équilibre avec un gramme de radium permet aussi une évaluation approchée de la vie moyenne du radium. En effet, soit v ce volume; le poids correspondant peut se déduire en admettant que le poids moléculaire de l'émanation est connu. En prenant ce dernier égal à 200 on trouve, pour le premier,

$$0,0013 \times 0,069 \times 100v,$$

et si l'on désigne par λ' la constante de l'émanation, le poids de l'émanation qui se forme par seconde est égal au produit de λ' par la quantité précédente. D'autre part, on peut supposer que le poids de l'émanation diffère peu du poids du radium dont elle provient Dans ces conditions on aurait approximativement

$$\lambda = 0,0013 \times 0,069 \times 100\lambda' v.$$

Les mesures du volume les plus récentes donnent des résultats qui sont bien en accord avec ceux déduits de la numération des particules α. Ces résultats se trouvent de plus confirmés par les

expériences de M. Boltwood sur la formation du radium dans les minerais d'urane; la période indiquée est égale à 2000 ans.

Lors de l'extraction du radium du minerai, cette substance se trouve séparée du radium D et du polonium, et les traitements de purification et de concentration ont pour effet de séparer les traces de ces substances qui peuvent encore être présentes. Le radium ainsi préparé augmente d'activité et atteint un premier équilibre de régime avec l'émanation et la radioactivité induite. Mais l'accumulation de radium D se poursuit pendant longtemps, et si l'on admet que les périodes du radium et du radium D sont respectivement 1760 ans et 12 ans, l'équilibre avec le radium D est atteint en un temps voisin de 90 ans; pendant ce temps l'activité en rayons α et en rayons β du radium va en augmentant par suite de la formation de radium E et de polonium. Quand l'équilibre est atteint, l'activité obtenue doit décroître ensuite très lentement suivant la loi de destruction du radium.

M. Rutherford [1] a dissous un sel de radium anciennement préparé, a fait bouillir la solution pendant 6 heures pour chasser l'émanation et laisser disparaître la radioactivité induite. Dans ces conditions le sel conservait encore 8 pour 100 de son rayonnement β tandis qu'un sel fraîchement préparé et traité de même en conserve moins de 1 pour 100.

On peut aussi extraire du polonium d'une solution de sel de radium anciennement préparée qui n'en contenait pas primitivement. Pour cela il suffit de plonger une plaque de bismuth dans la solution et de laisser le polonium s'y déposer. Quand on précipite par l'acide sulfurique une solution ancienne de sel de radium, le radium est précipité, mais le radium D, le radium E et le polonium restent en solution.

Nous avons vu qu'à l'état d'équilibre de régime radioactif, il existe une relation simple entre les nombres d'atomes de différentes substances qui se trouvent en présence. Si, en particulier, un atome d'une substance produit un seul atome de la substance qui résulte de sa transformation, les nombres d'atomes en équilibre sont proportionnels aux vies moyennes. S'il s'agit d'atomes dont les poids ne sont pas très différents, les poids des matières accumulées

---

[1] Rutherford, *Radioactivity*.

sont aussi proportionnels aux vies moyennes. Ces considérations permettent de se rendre compte des difficultés qu'on peut rencontrer en essayant d'isoler les diverses substances. Ainsi la porportion de radium D dans le minerai serait plus de 140 fois plus petite, et la proportion de polonium 4500 fois plus petite que la proportion de radium. On comprend en ce cas combien il est difficile d'isoler le polonium. Par contre on peut admettre que l'activité du polonium par atome détruit est comparable à celle du radium au minimum d'activité également par atome détruit; c'est ce qui aura lieu si la destruction de chaque atome entraîne l'expulsion d'une seule particule α; donc, à poids égal, le polonium aurait une activité α 4500 fois plus grande que celle du radium au minimum d'activité, et environ 1000 fois plus grande que celle du radium en équilibre radioactif un mois après la préparation.

189. **Émission totale d'énergie par le radium.** — La quantité de chaleur qui est dégagée par un gramme de radium est égale à 118^{cal} par heure ou $1,034 . 10^6$ calories par an. Si la vie moyenne du radium est 2540 ans, un gramme de radium pourra dégager pendant toute sa vie une quantité de chaleur égale à $1,03 . 10^6 \times 2540$, soit $2,6 . 10^9$ calories. La quantité de chaleur qui correspond à la formation d'un gramme d'eau est égale à $4 . 10^3$ calories environ. Le rapport des quantités d'énergie mises en jeu est donc de l'ordre 10^6, pour deux transformations effectuées sur des masses égales de matière, mais dont la première est une transformation atomique et la seconde une transformation moléculaire. Nous voyons donc par là que les quantités d'énergie qui interviennent dans la formation et dans la destruction des atomes sont considérables par rapport à celles qui interviennent dans la formation des molécules, et c'est ce qui explique la stabilité relative des atomes par rapport à nos moyens d'action, stabilité qui forme la base de la Chimie.

Il est probable que la destruction d'un atome radioactif quelconque met en liberté une quantité de chaleur du même ordre que celle dégagée lors de la destruction d'un atome de radium, la faiblesse du débit de chaleur par gramme de corps faiblement radioactifs résultant uniquement de la lenteur de leur destruction.

190. **Perte de poids du radium.** — D'après la conception actuelle du mode de transformation du radium, une quantité donnée de cette matière peut éprouver avec le temps une perte de poids très lente par suite de la destruction spontanée. Toutefois cette perte de poids n'aura lieu que si les produits de la destruction du radium peuvent s'échapper ou se trouver séparés. La perte de poids atteindrait en ce cas $0^{mg},4$ par gramme de radium et par an, en admettant pour la constante du radium la valeur $\lambda = 4.10^{-4}\,\frac{1}{\text{an}}$.

Dans un sel de radium solide l'émanation se détruit principalement à l'intérieur même du sel et y produit le dépôt actif dont le dernier terme est le polonium. La perte de poids ne porte alors que sur une petite proportion d'émanation dégagée et d'hélium émis sous forme de particules α; cette perte insignifiante pour un gramme de radium et une année serait très difficile à observer, parce que le sel solide ne se conserve pas dans un état chimique invariable. Pour constater la perte totale, il faudrait priver le sel du radium D et du polonium qui s'y sont accumulés et le ramener toujours à un état défini, par exemple à l'état de chlorure anhydre; les opérations chimiques nécessaires pour cela pourraient difficilement être effectuées avec une précision suffisante pour l'expérience considérée.

On rencontrerait des difficultés analogues en conservant une solution de radium en vase ouvert, de manière à laisser échapper l'émanation. Il serait nécessaire de peser le sel à l'état sec et avec une composition bien définie.

Si un sel est enfermé dans une ampoule scellée, les pesées peuvent être faites avec précision, mais les produits de décomposition restent dans l'ampoule; seuls peuvent s'échapper les rayons β et les rayons γ, et il n'en résulte probablement aucune perte de poids appréciable; on pourrait, en employant du verre très mince, laisser sortir les rayons α; toutefois la perte d'hélium qui en résulte représente une perte de poids extrêmement minime par gramme de radium et par année.

Si la destruction du radium se fait conformément à la théorie d'évolution de ce corps, on ne pourrait avoir à ce sujet une bonne expérience qu'en immobilisant pendant quelques années une quantité assez importante de radium. Des essais faits dans cette voie

n'ont permis d'observer aucune variation pouvant mettre en doute la théorie admise. Aucune perte de poids n'a été observée par P. Curie pour le radium enfermé en tube scellé. Les expériences portaient sur une ampoule scellée contenant $0^g,5$ de chlorure de radium et observée pendant 4 mois; l'épaisseur du verre était de $0^{mm},46$. Des observations signalées par M. Heydweiller et M. Dorn, indiquant une légère perte de poids, n'ont pas été confirmées.

D'après certaines observations un sel de radium en couche extrêmement mince obtenue par évaporation d'une solution très diluée, perdait son activité très rapidement (Voller); la vie moyenne du radium, en ce cas, aurait été si fortement réduite que l'activité disparaissait en un temps de l'ordre d'un mois. Ces résultats n'ont pas été confirmés par M. Eve qui a montré qu'il s'agissait simplement d'un entraînement de parcelles de matière par les courants d'air, et qu'en évitant cette cause d'erreur on trouvait pour ces pellicules minces une activité constante et proportionnelle à la masse.

Les mesures d'activité par rayons γ pour des sels de concentration différente prouvent que l'activité est indépendante de la concentration; l'ionisation obtenue est proportionnelle au poids de radium utilisé, pourvu que l'absorption des rayons par la matière qui accompagne le radium puisse être considérée comme négligeable.

191. Famille du radium. — La composition de la famille du radium, suivant l'ensemble de nos connaissances actuelles, est la suivante :

	Vie moyenne.		
Radium.....	environ 2900 ans	rayons	α et β
↓			
Émanation.....	5,57 jours	»	α
↓			
Radium A.....	4,3 min.	»	α
↓			
Radium B.....	38,5 min.	»	β
↓			
Radium C.....	28,1 min.	»	α, β, γ
↓			
Radium D.....	environ 20 ans?		
↓			
Radium E_1?.....	8,9 jours		
↓			
Radium E_2.....	6,9 jours	»	β et γ
↓			
Radium F.....	202 jours	»	α

L'existence d'une substance intermédiaire entre le radium et son émanation n'est pas impossible. J'ai eu, dans diverses expériences, des indications à ce sujet, sans pouvoir acquérir une certitude. J'ai observé pour certaines solutions radifères une décroissance progressive du débit d'émanation; dans d'autres cas le débit semble avoir éprouvé une faible augmentation. Ces anomalies pourraient indiquer l'existence d'une substance intermédiaire très difficile à séparer du radium et se détruisant en quelques mois. Des observations du même genre ont été signalées en ce qui concerne la reprise d'activité du radium après dissolution [1].

---

[1] O. Hahn et L. Meitner, *Phys. Zeit.*, 1909.

CHAPITRE XIV.

THORIUM ET SA FAMILLE.

192. Activité du thorium. — Le thorium, métal de poids atomique 232,4, possède une radioactivité permanente. La vie moyenne de cette substance, évaluée par des considérations théoriques, est de l'ordre de 10^{10} ans. Le thorium est une substance faiblement radioactive; l'intensité de son rayonnement est comparable à celle du rayonnement de l'uranium, mais la nature de la radioactivité est très différente. Les composés du thorium émettent des rayons α, β et γ en proportion différente de celle qu'on trouve pour l'uranium. Le rapport des activités des azotates de thorium et d'urane utilisés à poids égal est égal à 1,7 quand la mesure est faite par les rayons α, à 0,17 quand elle est faite par les rayons β et à 10 quand elle est faite par les rayons γ (Eve).

Le rayonnement du thorium dans son ensemble est plus pénétrant que celui de l'uranium, ce qui est dû surtout à la présence dans le rayonnement du thorium de rayons α de parcours relativement long.

Les composés de thorium émettent une émanation caractéristique de courte durée (période de 54 secondes environ). Cette émanation produit une radioactivité induite qui décroît, en première approximation, suivant une période de 11 heures. L'émanation n'émet que des rayons α, le dépôt actif émet des rayons α, β et γ.

Les recherches faites en vue de s'assurer si le thorium est une substance qui possède une activité primaire n'ont pas encore reçu de solution définitive. D'après MM. Hofmann et Zerban [1] le thorium extrait de minéraux contenant de l'uranium serait toujours plus actif que celui qu'on extrait de minéraux exempts

[1] Hofmann et Zerban, *Ber. d. d. chem. Ges.*, 1903.

d'uranium; en particulier du thorium extrait de la gadolinite se serait montré à peu près inactif. MM. Baskerville et Zerban [1] ont aussi extrait du thorium inactif d'un certain minéral brésilien. Ces résultats demandent confirmation et ne sont pas en accord avec d'autres recherches sur l'activité du thorium dans ses minerais (Dadourian, Boltwood). Nous verrons dans la suite que le thorium est toujours accompagné de substances qui dérivent de lui et dont la vie moyenne est longue. La présence de ces substances vient compliquer l'étude de la radioactivité propre du thorium.

193. **Thorium** X. — En précipitant par l'ammoniaque une solution de sel de thorium, on sépare de ce corps une substance active qui reste dans la solution ammoniacale et qui a reçu le nom de thorium X. Un mois après sa préparation le thorium X a pratiquement perdu son activité, tandis que le thorium a repris son activité normale (§ 55).

L'activité du thorium X après la préparation commence par augmenter; elle passe par un maximum qui est atteint en 1 jour environ, ensuite elle décroît; 2 jours environ à partir du début, la loi de décroissance devient une exponentielle simple avec décroissance de moitié en un temps voisin de 3,6 jours.

En employant à plusieurs reprises la précipitation par l'ammoniaque, on peut extraire tout le thorium X qui est contenu dans le sel de thorium. L'activité du thorium qui a ainsi été privé de thorium X par quelques opérations effectuées aussi rapidement que possible, commence par décroître, passe par un minimum après un jour et augmente ensuite de manière à reprendre en un mois la valeur normale. L'excès de l'activité limite sur une activité minimum qui serait d'environ 25 pour 100 de l'activité limite, décroît suivant une loi exponentielle avec diminution de moitié en 3,6 jours environ, mais cette loi ne s'applique que pour des temps supérieurs à 2 jours. Les lois d'évolution de l'activité du thorium X et du thorium en fonction du temps sont respectivement représentées par les courbes I et II dans la figure 172.

MM. Rutherford et Soddy [2] ont prouvé que le thorium X est

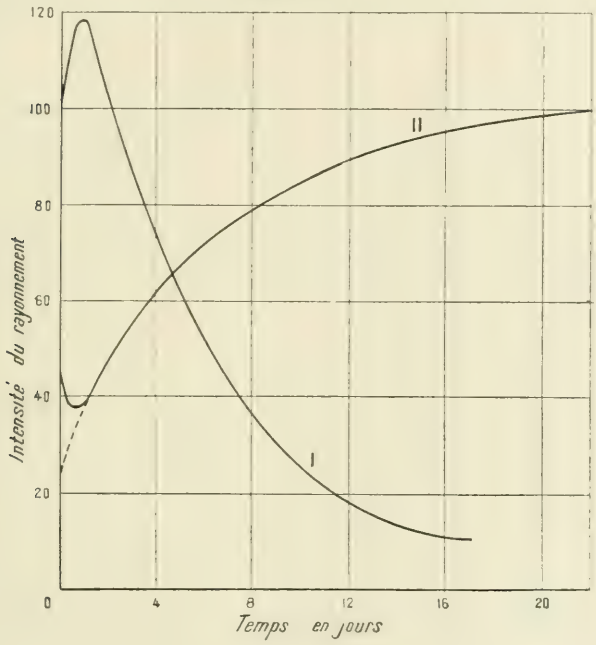
---

(1) Baskerville et Zerban, *Amer. chem. Soc.*, 1907.

(2) Rutherford et Soddy, *Phil. Mag.*, 1902.

produit régulièrement par le thorium avec débit constant. Pour cela ils extrayaient complètement le thorium X du thorium à des intervalles de temps déterminés. En admettant pour la constante radioactive du thorium X la valeur $\lambda = 0{,}0072 \frac{1}{\text{heure}}$, on doit trouver après 1 heure la fraction $\frac{1}{140}$ de la teneur limite en

Fig. 17[illegible].



thorium X, après 1 jour la fraction $\frac{1}{6}$ de la valeur limite, après 4 jours la fraction $\frac{1}{2}$ de la valeur limite. L'expérience a vérifié approximativement ces prévisions. Après 1 mois on retrouvait la valeur limite qui était la même que celle qu'on obtenait avec la même quantité d'une autre portion du même sel, qu'on soumettait au traitement pour la première fois.

MM. Rutherford et Soddy ont montré que l'émanation du thorium provient de ce corps non pas directement, mais par l'intermédiaire du thorium X. En effet le thorium privé de thorium X ne dégage pas d'émanation, même quand il est dissous; au contraire, le thorium X est une source de l'émanation du thorium.

Mais, en même temps que le thorium X se reforme dans le thorium, celui-ci recouvre la propriété de dégager de l'émanation; pour le thorium X isolé, le débit d'émanation décroît suivant la même loi que l'activité. C'est dans ces faits qu'on trouve l'explication de la forme que présentent à leur début les courbes de la figure 172. Quand le thorium X vient d'être préparé, il est exempt de dépôt actif, ce dernier ayant été précipité avec le thorium. Le dépôt actif ainsi entraîné décroît avec le temps et de là provient la baisse initiale de la courbe II; mais à mesure que le thorium X se reforme, l'émanation et le dépôt actif se reforment à leur tour, et l'activité, après avoir passé par un minimum, recommence à augmenter. Quant au thorium X qui a été séparé, son activité augmente d'abord par suite de la formation de l'émanation et du dépôt actif, puis l'activité passe par un maximum et commence à décroître par suite de la destruction progressive du thorium X.

La constante du thorium X a été déterminée par divers expérimentateurs qui observaient la loi exponentielle limite de la décroissance de cette substance [1]. Voici les valeurs obtenues pour la période :

Rutherford et Soddy.....	T = 4 jours
Lerch.....	T = 3,64 »
Levin.....	T = 3,65 »
Elster et Geitel.....	T = 3,6 »

Les expériences ont été faites avec du thorium X extrait du thorium ou du radiothorium. On peut adopter la valeur T = 3,64 jours.

D'après M. Lerch le thorium X peut être déposé par électrolyse en solution alcaline, mais non en solution acide; il se dépose principalement à la cathode, mais quelquefois aussi à l'anode. Le thorium X se dépose aussi sur des métaux plongés dans une solution alcaline, en particulier sur le fer et le zinc, mais aussi sur le plomb et le nickel.

On a pu déterminer le coefficient de diffusion du thorium X en solution et sa mobilité ionique dans le transport électrolytique [2].

---

(1) Rutherford et Soddy, *Phil. Mag.*, 1902. — Lerch, *Wien Ber.*, 1905. — Levin, *Phys. Zeit.*, 1906. — Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1906.

(2) Hofmann, *Phys. Zeit.*, 1907.

Le déplacement du thorium X était observé dans un tube plusieurs fois recourbé en U ; ce déplacement était contrôlé par l'activation de lames disposées le long du tube au sein de la solution. Les nombres trouvés sont :

$$0{,}504\ \frac{\text{cm}^2}{\text{jour}} \text{ pour le coefficient de diffusion à } 10^\circ,$$

$$0{,}86\ \frac{\text{cm}}{\text{heure}} \text{ pour la mobilité dans un champ de } \frac{1 \text{ volt}}{\text{cm}} \text{ à } 10^\circ.$$

Le rapport de ces deux nombres est conforme à celui qu'on déduit d'après la théorie de M. Nernst pour un ion monovalent, et l'on serait ainsi conduit à considérer le thorium X comme un métal alcalin.

Cependant, en faisant cristalliser divers sels en présence du thorium X, on a constaté que ce corps cristallise surtout avec le baryum et pourrait pour cette raison être assimilé à un métal alcalino-terreux ([1]).

194. **Composition du dépôt actif.** — Le thorium X en se détruisant produit l'émanation du thorium, laquelle, à son tour, donne lieu à la formation du dépôt actif. Les courbes qui représentent en fonction du temps l'évolution du dépôt actif après différents temps d'exposition (*fig.* 82) peuvent s'interpréter en admettant que ce dépôt se compose de deux substances distinctes : le thorium A et le thorium B. L'analyse de ces courbes peut s'effectuer par des procédés en tout point analogues à ceux qui ont été utilisés pour l'étude du dépôt actif du radium. Elle a été tout d'abord établie par M. Rutherford.

Le thorium A se forme à partir de l'émanation. Il n'est pas actif par lui-même d'une manière appréciable ; en effet, l'activité induite après une exposition courte est d'abord très faible et augmente seulement ensuite en fonction du temps. Cette augmentation correspond à la transformation du thorium A en thorium B, lequel est actif. Les nombres d'atomes de thorium A et de thorium B pendant l'activation et pendant la désactivation sont donnés par les formules

---

([1]) Strömholm et Svedberg, *Zeit. für anorg. Chemie*, 1909.

suivantes, dans lesquelles les notations utilisées au Chapitre précédent ont été conservées.

Activation pour un débit constant Δ de thorium A :

$$A = \frac{\Delta}{a}(1 - e^{-at}), \qquad B = \frac{n_1 \Delta}{b}\left(1 - \frac{b}{b-a}e^{-at} + \frac{a}{b-a}e^{-bt}\right).$$

Désactivation après un temps d'exposition τ :

$$A = \frac{\Delta}{a}(1 - e^{-a\tau})e^{-at},$$

$$B = \frac{\Delta n_1}{b(b-a)}[b(1 - e^{-a\tau})e^{-at} - a(1 - e^{-b\tau})e^{-bt}].$$

Si la substance B est seule active, le rayonnement évolue en fonction du temps proportionnellement à B.

En particulier, pour une exposition courte, le rayonnement évolue suivant la formule

$$B = n_1 \Delta\tau \frac{a}{b-a}(e^{-at} - e^{-bt}).$$

Le rayonnement, nul au début, passe en ce cas par un maximum qui a lieu au temps x, tel que

$$e^{(b-a)x} = \frac{b}{a}.$$

Pour les temps longs, la loi de décroissance limite est une loi exponentielle simple qui correspond à celle des deux exponentielles dont la décroissance est moins rapide. Il n'est pas possible de décider d'après la formule si la matière A décroît plus vite que la matière B ou inversement. Nous verrons toutefois qu'on a dans le cas actuel $b > a$.

M. Rutherford ayant trouvé que la loi de décroissance finale est caractérisée par la constante $a = 1{,}75 . 10^{-5} \frac{1}{\text{sec}}$ (décroissance de moitié en 11 heures), en a déduit d'après la formule et d'après la courbe expérimentale la valeur $b = 2{,}08 . 10^{-4} \frac{1}{\text{sec}}$ (diminution de moitié en 55 minutes). On a en ce cas pour l'époque du maximum $x = 220$ minutes, et pour des temps supérieurs à 5 heures la loi de décroissance finale est sensiblement atteinte.

Quand l'exposition a été suffisamment longue pour que la limite de l'activation ait été atteinte, le rayonnement pendant la désac-

tivation évolue suivant la formule

$$B = B_0\left(\frac{b}{b-a}e^{-at} - \frac{a}{b-a}e^{-bt}\right).$$

La courbe représentative a sa tangente à l'origine parallèle à l'axe des temps. La loi finale est la même que dans le cas de l'exposition courte. La courbe expérimentale caractéristique de l'exposition longue peut servir à calculer les constantes a et b par la méthode exposée plus haut (§ 170), et à établir que le rayonnement de la matière A est négligeable par rapport au rayonnement de la matière B.

Les courbes qui correspondent à des temps d'exposition différents (§ 78, *fig.* 82) sont conformes à la théorie qui leur est appliquée. Cependant, d'après des expériences plus récentes, la constante a devrait être un peu augmentée. On trouve, pour la période, T = 10,6 heures comme moyenne de plusieurs expériences concordantes [1]; la valeur correspondante de la constante radioactive est

$$a = 1,82.10^{-5}\frac{1}{\text{sec}}.$$

195. Attribution des constantes a et b. — En effectuant l'électrolyse de la solution du dépôt actif, M. Pegram [2] et M. Lerch [3] ont obtenu à la cathode le dépôt d'une matière active dont la loi de décroissance était variable avec les conditions des expériences; la vitesse de diminution était généralement intermédiaire entre celle qui correspond à une période de 11 heures et celle qui correspond à une période d'environ 1 heure. Le même résultat est obtenu en étudiant la loi de décroissance de la matière active qui se dépose sur des métaux plongés dans une solution chlorhydrique de dépôt actif. Dans certains cas on obtient une matière qui décroît de moitié en une heure; ce résultat est, en particulier, obtenu quand on laisse déposer la matière active sur le nickel. Ces expériences prouvent que la matière active, le thorium B, est celle qui décroît le plus rapidement.

---

(1) Hahn, *Jahrbuch d. Rad.*, 1905. — Lerch, *Wien Ber.*, 1905.
(2) Pegram, *Phys. Rev.*, 1903.
(3) Lerch, *Ann. de Phys.*, 1903; *Wien Ber.*, 1905.

Les courbes représentatives de la loi de décroissance de l'activité, pour la matière séparée d'une solution chlorhydrique de dépôt actif par électrolyse ou par immersion d'un métal, peuvent, en général, être interprétées par la superposition de deux lois de décroissance dont l'une correspond à une période de 10,6 heures et l'autre à une période de 55 minutes. Ces deux périodes caractérisent respectivement le thorium A et le thorium B. On peut donc admettre que dans les expériences considérées on obtient le plus souvent un excès de thorium B par rapport à la proportion de cette substance qui serait en équilibre de régime avec la quantité de thorium A qui se trouve en présence. Cet excès de thorium B disparaît suivant la période de cette substance, en même temps que le thorium A, accompagné du thorium B avec lequel il est en équilibre de régime, décroît suivant la période de 10,6 heures.

Le thorium A et le thorium B se forment dans une solution de thorium X. M. Lerch a constaté que dans une telle solution les quantités de thorium A et thorium B sont proportionnelles à la quantité de thorium X. Pour doser le thorium X on évaporait un volume donné de la dissolution et l'on mesurait l'activité totale du résidu. Pour doser le thorium A on plongeait, dans un volume de solution déterminé, une lame de zinc qui récoltait le thorium A et le thorium B. Pour doser le thorium B seul on laissait déposer cette substance sur une lame de nickel.

On peut montrer de même que, dans une solution de dépôt actif, les quantités de thorium A et de thorium B sont proportionnelles. On précipite le thorium B sur du nickel à des intervalles de temps égaux dans des volumes égaux de la même solution. La quantité du thorium B ainsi obtenue décroît suivant la période du thorium A.

Les résultats qui viennent d'être exposés ont reçu une confirmation par l'étude de l'influence d'une température élevée sur le dépôt actif. Cette étude a été faite par Miss Slater [1]. Un fil activé avec exposition longue était chauffé au moyen d'un courant électrique; un cylindre qui entourait le fil recevait le dépôt qui distillait. Quand on chauffe le fil pendant un temps court au rouge sombre, on trouve qu'immédiatement après la chauffe l'activité du

---

[1] Miss Slater, *Phil. Mag.*, 1905.

fil n'a pas subi de variation notable, mais que la loi de décroissance du dépôt restant est devenue plus rapide. Quant à la matière qui a distillé sur le cylindre, son activité est d'abord très faible, mais elle augmente avec le temps, passe par un maximum qui est atteint en 4 heures et décroît ensuite suivant la loi de décroissance normale qui correspond à une période d'environ 11 heures. La substance qui a distillé est donc le thorium A.

Quand on chauffe le fil activé à 700°, son activité diminue par la chauffe, il y a donc en ce cas aussi volatilisation de thorium B. Une chauffe de quelques minutes à 1000° détermine la volatilisation complète du thorium A, et l'activité du fil après la chauffe décroît en ce cas suivant la période d'une heure. Une chauffe d'une minute à 1200° suffit pour volatiliser complètement la totalité du dépôt actif.

On peut conclure de ces expériences que le thorium A est plus volatil que le thorium B et que c'est cette dernière substance qui possède la période la plus courte.

Le thorium A peut être obtenu sensiblement exempt de thorium B en additionnant la solution du dépôt actif d'une quantité suffisante de noir animal qui entraîne le thorium B; deux précipitations suffisent pour obtenir du thorium A pur et, si l'on emploie peu de liquide, on peut évaporer la matière à sec en un temps assez court pour que la proportion de thorium B formé soit encore négligeable [1].

196. **Rayonnement α du dépôt actif. Thorium** B, **thorium** C, **thorium** D. — Les courbes de décroissance du dépôt actif du thorium sont, ainsi que nous l'avons vu, approximativement les mêmes quand la mesure est faite en utilisant le rayonnement total ou les rayons pénétrants. Les rayons des trois espèces α, β et γ étaient donc tout d'abord attribués au thorium B, tandis que le thorium A était considéré comme une matière inactive. Cependant, en comparant l'absorption du rayonnement par l'aluminium, pour une plaque ne portant que du thorium B et pour une plaque portant du thorium A en équilibre avec le thorium B, M. Lerch [2] a

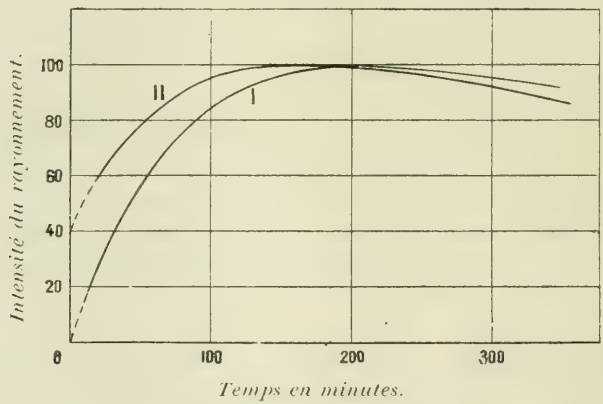
---

[1] Levin, *Phys. Zeit.*, 1907. — Hahn et Meitner, *Phys. Zeit.*, 1908.
[2] Lerch, *Phys. Zeit.*, 1906.

trouvé que le thorium A n'est pas inactif, mais donne lieu à une émission de rayons β très absorbables; les expériences étaient faites en mesurant le rayonnement à une distance de la source active où n'arrivent plus les rayons α.

Conformément à ces résultats on a pu observer [1] que les lois d'évolution du rayonnement α et du rayonnement β, pour le thorium A primitivement dépourvu de thorium B, sont différentes si l'on utilise les rayons β transmis par un écran d'aluminium très mince, d'épaisseur juste suffisante pour l'absorption des rayons α. L'augmentation de l'activité avec le temps est représentée par les courbes de la figure 173. La courbe I représente l'accroissement du rayonnement α; elle est tout à fait conforme à la courbe qui représente l'évolution du rayonnement total de la radioac-

Fig. 173.



tivité induite après une exposition très courte (*fig.* 81); l'intensité initiale est sensiblement nulle, et l'intensité maximum est atteinte en 222 minutes. La courbe II est relative à l'évolution du rayonnement β dont l'intensité n'est pas nulle au début; on trouve par extrapolation de la courbe expérimentale que cette intensité initiale constitue environ 43 pour 100 de la valeur maximum atteinte après 170 minutes.

La constitution du dépôt actif du thorium n'est pas aussi simple que l'indique la théorie des deux matières, et des recherches

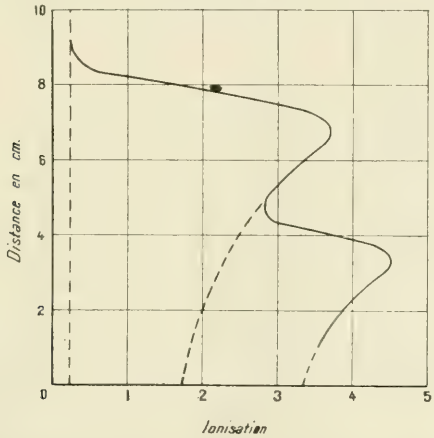
---

[1] Hahn et Meitner, *Phys. Zeit.*, 1908.

plus approfondies ont indiqué la présence d'un plus grand nombre de substances.

M. Hahn [1] a étudié le rayonnement α du dépôt actif de l'émanation du thorium. Pour obtenir ce dépôt il utilisait comme source d'émanation le radiothorium, dont les échantillons très actifs préparés par lui fournissaient l'émanation du thorium en grande quantité. L'analyse du rayonnement α était faite par la méthode de Bragg. La courbe d'ionisation obtenue (*fig.* 174) indique très nettement la présence de deux groupes de rayons α dont les parcours très différents sont égaux à 5^{cm} et $8^{cm},6$. Le thorium A ne donnant pas de rayons α, et les expériences relatives à la famille du radium étant favorables à la supposition qu'une sub-

Fig. 174.



stance simple n'émet qu'un groupe de rayons α, M. Hahn a conclu que le thorium B est une substance complexe composée de thorium B proprement dit et de thorium C, chacune de ces substances correspondant à l'un des groupes de rayons. M. Hahn a essayé de séparer ces deux substances par électrolyse ou par dépôt sur métal, mais n'a pu observer aucune d'elles séparément. On peut supposer que le thorium C a une période très courte et ne peut pour cette raison être séparé du thorium B; en vertu de cette supposition on est conduit à attribuer au thorium C celui des

[1] Hahn, *Phys. Zeit.*, 1906.

deux groupes de rayons α dont le parcours est le plus long. On constate, en effet, que, le plus souvent, le parcours d'un groupe des rayons α est d'autant plus long que la transformation est plus rapide.

Pour séparer le thorium C du dépôt actif, M. Hahn et Mlle Meitner [1] ont essayé la méthode qui leur a permis de recueillir le radium B projeté sur une plaque activée portant du radium A. Cette méthode consiste à établir un champ électrique entre la plaque active et une plaque parallèle placée en face et chargée négativement. Les particules projetées sont arrêtées dans l'air à une très petite distance de la plaque active; si elles sont chargées positivement, elles sont entraînées par l'action du champ électrique sur la plaque opposée. En utilisant ce procédé avec une plaque portant le dépôt actif de l'émanation du thorium, on n'obtient aucune substance émettant des rayons α, mais on obtient, par contre, une substance émettant des rayons pénétrants. Cette substance est caractérisée par une loi de décroissance, dont la période est 3,1 minutes. Elle doit être considérée comme consécutive au thorium C, parce que, s'il en était autrement, elle donnerait lieu en se détruisant à la formation d'une matière qui émet des rayons α. La substance considérée a reçu le nom de *thorium D*. On l'obtient en quantité proportionnelle au thorium A présent sur la plaque. On peut aussi la séparer par des procédés chimiques : entraînement dans la précipitation par l'hydrogène sulfuré ou entraînement par le noir animal. On peut toutefois remarquer que, pour une substance dont la vie moyenne est courte, le procédé de séparation par projection est particulièrement favorable, parce qu'il n'entraîne aucune perte de temps pour les opérations à effectuer.

197. Rayonnement β du dépôt actif. — Ce rayonnement a été étudié en détail par M. Hahn et Mlle Meitner [2] qui ont examiné séparément les rayons du thorium A et ceux du thorium (B+C+D). La séparation était obtenue en précipitant la solution du dépôt actif par le noir animal qui entraîne les matières B, C et D et laisse en solution la matière A; on peut ainsi obtenir cette dernière à

---

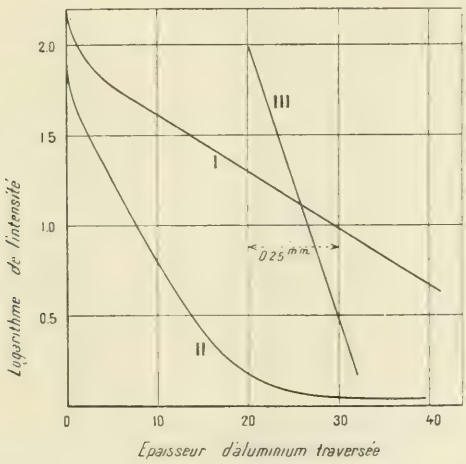
(1) HAHN et L. MEITNER, *Soc. de Phys. all.*, 1909; *Phys. Zeit.*, 1908.
(2) *Ibid.*

l'exclusion des autres. Le dépôt actif provenait de l'émanation émise par des échantillons de radiothorium. Les rayons émis par la partie (B + C + D) du dépôt actif forment un groupe homogène caractérisé par une loi d'absorption exponentielle simple, le coefficient d'absorption pour l'aluminium étant 15,7. Ces rayons doivent être attribués au thorium D.

Les rayons du thorium A forment aussi un groupe homogène caractérisé par une loi exponentielle beaucoup plus rapide, le coefficient d'absorption pour l'aluminium étant $\mu = 175$. Pour mettre en évidence cette loi, il est nécessaire de tenir compte de la formation des matières qui succèdent au thorium A et faire la correction relative à l'apparition graduelle du groupe des rayons β plus pénétrants provenant du thorium D.

La loi d'absorption des rayons β du dépôt actif du thorium est représentée par des courbes dans les figures 175 et 176. On a

Fig. 175.

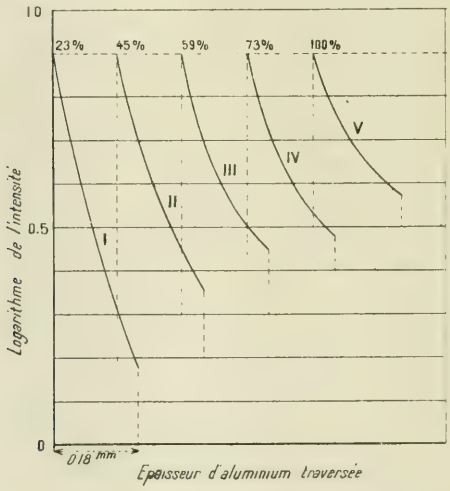


porté en ordonnées le logarithme de l'intensité et en abscisses le nombre de feuilles d'aluminium interposées sur le trajet des rayons. La courbe I (*fig.* 175) est relative au thorium A accompagné de ses dérivés B, C et D ; on voit, au début, une baisse rapide du rayonnement par suite de l'absorption des rayons β du thorium A, ensuite la loi d'absorption est une exponentielle simple, et les rayons qui interviennent sont ceux du thorium D. La

courbe II (*fig.* 175) est également relative à un mélange de tous les composants du dépôt actif; elle est construite à une autre échelle pour les abscisses que la courbe I et a été prolongée jusqu'à ce qu'on ait obtenu un résidu de rayons γ. La courbe III est relative au thorium A seul et a été obtenue en appliquant aux mesures des corrections qui éliminent l'effet de petites quantités de thorium (B + C + D) formées pendant les opérations; pour cette courbe l'échelle des abscisses est de $0^{mm},25$ pour une grande division; l'intensité du rayonnement baisse de moitié sur une épaisseur d'aluminium de $0^{mm},05$.

Dans la figure 176 les courbes I, II, III, IV, V indiquent comment se modifie la loi d'absorption à mesure que se produit la formation de thorium B. Pour chaque courbe l'intensité initiale a été adoptée la même; la quantité de thorium B présente est indiquée au-dessus de chaque courbe en pour 100 de la quantité

Fig. 176.



qui correspond à l'équilibre avec le thorium A; l'épaisseur totale d'aluminium utilisée est la même pour chaque courbe ($0^{mm},18$).

L'évolution du thorium C et du thorium D étant très rapide, on peut admettre que ces substances sont en équilibre avec le thorium B. La théorie de l'évolution de l'activité peut donc, en général, se faire en tenant compte de deux substances seulement,

le thorium A et le thorium B, mais en attribuant une certaine activité en rayons β au thorium A, primitivement considéré comme inactif, tandis qu'on attribuera, comme antérieurement, une activité α et une activité β et γ au thorium B accompagné des matières qui lui succèdent.

198. **Évolution de l'activité du thorium X et du thorium privé de thorium X.** — Le thorium contient d'ordinaire une certaine quantité limite de thorium X qui se reforme en 1 mois quand le thorium X a été extrait. L'émanation et le dépôt actif sont alors également en équilibre avec le thorium X et le thorium. Lors de la séparation du thorium X, le dépôt actif reste avec le thorium, mais si l'on procède à des précipitations répétées du thorium par l'ammoniaque, le dépôt actif en excès se détruit progressivement, et l'on obtient alors le thorium privé de dépôt actif et ayant une activité minimum qui est environ 25 pour 100 de l'activité de régime. Pour le thorium ainsi préparé, MM. Rutherford et Soddy [1] ont observé une loi d'évolution de l'activité plus simple, manifestant un accroissement continu sans baisse initiale; l'accroissement correspond à la formation de thorium X, de l'émanation et du dépôt actif. Une théorie simplifiée peut être faite en admettant que l'émanation, dont la vie moyenne est courte, est constamment en équilibre avec le thorium X, et que tout se passse comme si le dépôt actif se formait directement à partir du thorium X. Si l'on ne tenait pas compte du dépôt actif, l'accroissement de l'activité $\mathfrak{I}$ aurait lieu suivant la formule

$$\mathfrak{I}_\infty - \mathfrak{I} = (\mathfrak{I}_\infty - \mathfrak{I}_0)\, e^{-\lambda t},$$

$\mathfrak{I}_0$ étant l'activité initiale minimum du thorium privé de thorium X, $\mathfrak{I}_\infty$ l'activité limite atteinte après 1 mois, λ la constante radioactive du thorium X.

La formation du dépôt actif demandant un certain temps, apporte une perturbation à la forme de la courbe. On peut tenir compte de cette perturbation en admettant, en première approximation, que le dépôt actif est représenté par une seule substance ayant la période du thorium A. On aura alors pour le nombre N d'atomes

---

[1] Rutherford et Soddy, *Phil. Mag.*, 1902. — Rutherford, *Radioactivity*.

de thorium X présents après un temps t

$$N = \frac{\Delta}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}),$$

Δ étant la vitesse de formation supposée constante, et, pour le nombre A d'atomes de dépôt actif,

$$A = \frac{\Delta n}{a}\left(1 - \frac{a}{a-\lambda}e^{-\lambda t} + \frac{\lambda}{a-\lambda}e^{-at}\right),$$

n étant le nombre d'atomes de thorium A qui proviennent d'un atome de thorium X.

Quand le thorium X a été séparé, les nombres d'atomes de thorium X et de dépôt actif, qui sont présents à l'instant t après la séparation, sont donnés par les formules

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

$$A = n N_0 \frac{\lambda}{a-\lambda}(e^{-\lambda t} - e^{-at}).$$

Dans les deux cas le rayonnement $\mathfrak{I}$ est donné par une équation de la forme

$$\mathfrak{I} = k_1 \lambda N + k_2 a A,$$

et le rapport des activités du thorium X accompagné de l'émanation, d'une part, et du dépôt actif en équilibre de régime avec le thorium X, d'autre part, est mesuré par le quotient $\frac{k_1}{k_2 n}$, soit $\frac{1}{K}$.

On trouve alors pour l'évolution de l'activité $\mathfrak{I}$ du thorium X

$$\frac{\mathfrak{I}}{\mathfrak{I}_0} = e^{-\lambda t}\left(1 - \frac{Ka}{a-\lambda}\right) - \frac{Ka}{a-\lambda}e^{-at},$$

$\mathfrak{I}_0$ étant l'intensité initiale.

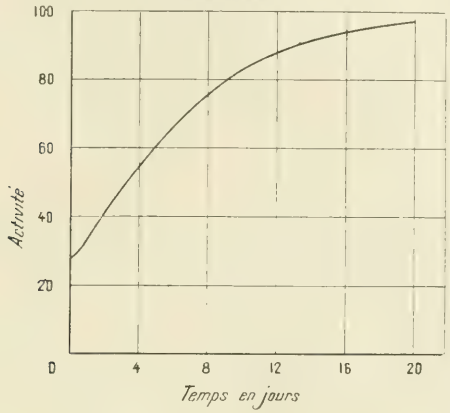
La courbe représentative, après avoir passé par un maximum, tend vers une loi de décroissance exponentielle caractéristique du thorium X; cette loi est sensiblement atteinte en 4 jours. On peut alors, en extrapolant cette courbe limite vers l'origine, obtenir l'ordonnée initiale J_0 qui vérifie la relation

$$\frac{J_0}{\mathfrak{I}_0} = 1 - \frac{Ka}{a-\lambda}.$$

M. Rutherford a obtenu ainsi K = 0,44, pour le rayonnement total dans l'appareil utilisé.

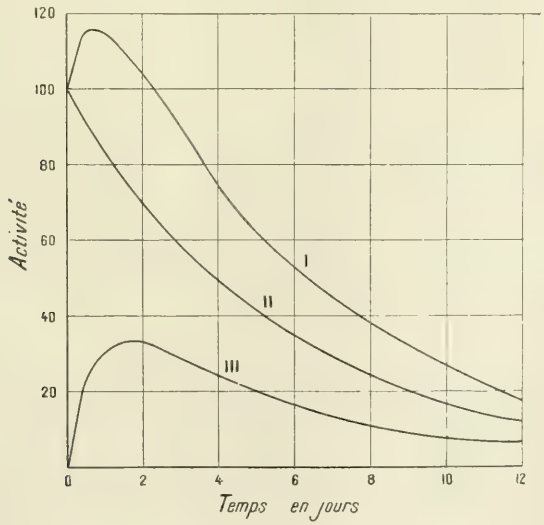
La loi d'accroissement de l'activité du thorium qui a été privé

Fig. 177.



de thorium X et de dépôt actif est représentée par une courbe

Fig. 178.



dans la figure 177; en comparant cette courbe à celle de la figure 172, on constate que la baisse d'activité initiale est sup-

primée et que, pour des temps supérieurs à 2 jours, les deux courbes sont pratiquement confondues. La loi d'évolution du thorium X initialement exempt de dépôt actif est représentée par la courbe I (*fig.* 178). Cette courbe est obtenue par la superposition des ordonnées des courbes II et III dont la première est relative à la décroissance de l'activité du thorium X et la seconde à l'évolution de l'activité du dépôt actif. La courbe expérimentale concorde avec la courbe théorique I au degré de précision des expériences.

199. Radiothorium. Mésothorium. — On a vu plus haut que le radiothorium est une substance très active qui est contenue dans le thorium du commerce. Cette substance donne lieu à la production de l'émanation du thorium. Il a aussi été démontré qu'elle produit le thorium X. Sa constante radioactive est $\lambda = 1,09.10^{-8} \frac{1}{\text{sec}}$; sa période $T = 737$ jours et sa vie moyenne 1064 jours.

Le radiothorium se sépare très difficilement du thorium; l'activité du thorium est dûe au moins en grande partie au radiothorium qui y est contenu et aux substances qui en dérivent. Le radiothorium exempt de thorium X et des produits consécutifs possède une activité qui lui appartient en propre et ne peut en être séparée.

D'après ce qui précède le radiothorium se présente comme une substance intermédiaire entre le thorium et le thorium X, et l'on peut penser qu'il est produit constamment par le thorium. Cette hypothèse, qui a été faite aussitôt après la découverte de cette nouvelle substance, est rendue très vraisemblable par les travaux de M. Dadourian [1] et de M. Boltwood [2] sur l'activité des sels de thorium.

M. Dadourian a mesuré l'activité d'un sel de thorium par la radioactivité induite que ce sel communique à une lame métallique dans des conditions déterminées. Le sel était utilisé à l'état de solution; celle-ci occupait toujours la même hauteur dans une cuve plate contenue dans une enceinte fermée; la lame était placée

---

[1] Dadourian, *Phys. Zeit.*, 1906.
[2] Boltwood, *Phys. Zeit.*, 1906.

au-dessus de la solution, toujours à la même distance et dans la même position. L'exposition était toujours d'une même durée de 19 heures. On utilisait soit les solutions des sels du commerce, soit les solutions de minéraux de thorium. On trouve qu'à quantité égale d'oxyde de thorium, les minéraux thorite, monazite, thorianite, donnent la même activité, mais que les sels du commerce donnent une activité moitié moindre. Si, au contraire, on prépare du nitrate de thorium à partir de la monazite, ce sel possède par gramme d'oxyde la même activité que le minéral dont il provient.

M. Boltwood a obtenu le même résultat, en mesurant l'activité de couches de matière extrêmement minces (5^{mg} à 10^{mg} sur une surface de 60^{cm^2}). Dans ces conditions l'activité est supposée proportionnelle à la quantité de matière utilisée. Les minéraux de thorium contenant généralement de l'uranium, les deux substances étaient dosées. L'activité par gramme d'uranium ayant été déterminée pour des minerais sensiblement exempts de thorium (Mc Coy, Boltwood), on peut calculer par différence l'activité d'un minerai de thorium par gramme de thorium. Les minéraux utilisés étaient la thorite, l'orangite, la monazite, la thorianite. L'activité du thorium dans tous ces minéraux s'est montrée la même, tandis que l'activité du thorium contenu dans les sels du commerce s'est montrée moitié moindre.

Ces résultats obtenus par deux méthodes différentes se confirment mutuellement et ne sont pas favorables aux conclusions de MM. Hofmann, Strauss et Zerban en ce qui concerne l'existence d'une relation entre l'activité du thorium dans les minéraux et la présence de l'uranium dans ces mêmes minéraux.

Par contre, on croyait pouvoir conclure que la différence entre l'activité du thorium dans les minéraux et dans les sels du commerce provenait de ce que, pendant la préparation des sels, une partie du radiothorium qui accompagne le thorium s'était trouvée séparée et que, pour cette raison, la teneur des sels du commerce en radiothorium est, en général, inférieure à la teneur normale atteinte dans les minéraux. Le fait que les minéraux ont la même activité par gramme de thorium prouve que la proportion de radiothorium dans le thorium des minéraux est constante, et ce fait est en faveur de la supposition que le radiothorium est une substance dérivée du thorium et ayant une

vie moyenne beaucoup plus courte que celle du thorium; dans ces conditions, en effet, un équilibre de régime a pu s'établir dans les minéraux entre le thorium et le radiothorium. On pouvait aussi se demander si l'activité du thorium n'est pas entièrement due au radiothorium accompagné des substances consécutives.

M. Hahn [1] a modifié en un point important ces conclusions relatives aux sels de thorium. Étant donnée la grande difficulté qu'on éprouve à extraire le radiothorium du thorium du commerce, il semblait peu vraisemblable que la séparation du radiothorium ait lieu pendant la préparation des sels de thorium. M. Hahn a suivi la préparation de ces sels à partir du minerai et a pu s'assurer que les sels préparés avec la monazite possèdent par gramme de thorium une activité normale. De même la purification du thorium brut commercial n'entraîne aucune variation d'activité. Mais si l'on compare des sels de thorium préparés à des époques différentes, on constate que leur activité n'est pas la même, et l'on peut conclure de la comparaison que l'activité d'un sel, d'abord normale, diminue après la préparation pendant trois ans environ et passe par une valeur minimum qu'elle conserve pendant quelque temps pour augmenter légèrement dans la suite.

Ces observations ont permis de conclure que la substance qu'on sépare, pendant la préparation des sels du thorium, n'est pas le radiothorium, mais une substance intermédiaire entre le thorium et le radiothorium. Cette substance, à peu près inactive par elle-même, serait de longue durée; elle a reçu le nom de *mésothorium*. Quand le mésothorium se trouve séparé du thorium, l'équilibre entre le thorium, le mésothorium et le radiothorium est troublé, et comme la production de radiothorium ne compense plus sa destruction, la proportion de cette substance va en diminuant; mais comme en même temps le mésothorium se reforme à partir du thorium, la production de radiothorium augmente à nouveau, et ainsi s'explique l'augmentation d'activité consécutive au minimum.

M. Hahn a réussi à séparer du thorium une substance qui ne contient pas de thorium et qui cependant manifestait pendant

---

[1] *Phys. Zeit.*, 1907.

plusieurs mois une activité croissante, de même nature que celle du thorium. Cette substance contenait du mésothorium, et l'activité était due à la production de radiothorium, suivi des produits consécutifs.

Ces résultats ont été confirmés par M. Boltwood qui a trouvé aussi que le mésothorium accompagne le thorium X lors de la précipitation par l'ammoniaque d'une solution de sels de thorium. En traitant ainsi un sel de thorium (azotate) anciennement préparé, on obtient par évaporation de la solution ammoniacale un résidu qui diminue d'activité pendant un mois par suite de la destruction du thorium X, mais dont l'activité, après avoir passé par un minimum, augmente ensuite progressivement, par suite de la formation de radiothorium. Un milligramme d'un tel résidu avait après 2 ans une activité égale à celle de plusieurs grammes d'oxyde de thorium.

D'après M. Boltwood, la précipitation de sulfate de baryum dans une solution d'azotate de thorium est accompagnée d'un entraînement de thorium X et de mésothorium et non de thorium ou de radiothorium. L'activité du précipité diminue d'abord pendant 1 mois, passe pas une valeur minimum très faible et augmente seulement ensuite par suite de la formation du radiothorium et des substances consécutives.

Il semble, en résumé, que le radiothorium et le thorium se séparent très difficilement entre eux, mais que le mésothorium et le thorium X peuvent facilement être séparés du thorium et du radiothorium. Le mésothorium n'est pas inactif; une étude plus attentive a montré que cette substance émet des rayons β.

Le mésothorium n'est pas une substance simple. Ayant préparé du mésothorium exempt de radiothorium et des substances dérivées, M. Hahn [1] a effectué la précipitation de la solution par l'ammoniaque en présence de chlorure de zirconium. Dans ces conditions le précipité entraîne une matière qui donne lieu à une émission de rayons β, et dont l'activité décroît suivant une loi exponentielle simple, caractérisée par une période de 6,2 heures. La matière restée en solution, primitivement inactive, augmente d'activité; la courbe qui représente cette augmentation est com-

---

[1] Hahn, *Phys. Zeit.*, 1908.

plémentaire de la courbe de destruction de la matière active entraînée avec le zirconium. On peut en conclure que le mésothorium se compose de deux substances dont la première, inactive et ayant une période très longue, donne lieu à la production d'une substance émettant des rayons β et caractérisée par une période de 6,2 heures; cette dernière est probablement la substance productrice du radiothorium. Les deux substances sont désignées par la notation *mésothorium* 1 et *mésothorium* 2. On a proposé aussi la notation suivante (Hahn) :

		Thorium,
Mésothorium 1	ou	thorium 1,
Mésothorium 2	ou	thorium 2,
Radiothorium	ou	thorium 3.

Pour se rendre compte de la période du mésothorium 1, M. Hahn a étudié la variation d'activité des sels de thorium du commerce d'âges différents. Une étude préliminaire a montré que l'activité d'un sel récemment préparé est exactement la même par gramme de thorium que l'activité d'un minerai de thorium par gramme de thorium. L'activité était mesurée pour des couches très minces de matières qui avaient atteint leur teneur de régime en thorium X et qui avaient été fortement calcinées pour ne point dégager d'émanation. Le résultat obtenu montre qu'au cours du traitement de préparation des sels du commerce le radiothorium reste intégralement avec le thorium. Ce résultat est confirmé par l'étude des résidus du traitement; ces résidus ne contiennent pas de radiothorium, mais contiennent du mésothorium.

Un sel qui vient d'être préparé augmente d'abord d'activité par suite de la production de thorium X; ensuite se manifeste la décroissance d'activité due à la destruction du radiothorium. En comparant l'activité de sels préparés à des époques connues, on constate que le minimum d'activité est atteint environ 4, 5 ans après la préparation. L'accroissement d'activité qui vient ensuite dure longtemps; l'activité est encore croissante 12 ans après la préparation. La loi de l'évolution de l'activité n'est pas la même suivant qu'on mesure l'intensité du rayonnement total ou le débit d'émanation, et l'écart des deux lois peut s'interpréter en

attribuant un rayonnement α au thorium exempt de radiothorium et des substances consécutives.

Pour mesurer le débit d'émanation, on fait passer dans la solution de sel de thorium un courant d'air de vitesse constante qui traverse ensuite la chambre d'ionisation; les mesures n'offrent pas une très grande précision. Le débit d'émanation étant proportionnel à la quantité de radiothorium, on peut admettre que l'activité ainsi mesurée se compose de deux termes : l'un qui correspond au radiothorium présent à l'origine et se détruisant progressivement suivant une loi caractérisée par la constante λ_2, l'autre qui correspond au radiothorium formé à nouveau à partir du thorium, par l'intermédiaire du mésothorium dont la constante est λ_1. Le mésothorium peut être considéré comme formé avec une vitesse constante par le thorium, et l'on peut faire abstraction de sa composition complexe; on peut, de plus, supposer que le mésothorium a été complètement séparé du thorium au moment de la préparation. Avec ces suppositions le nombre N d'atomes de radiothorium est représenté par la formule

$$N = N_0 e^{-\lambda_2 t} - N_0 \left(1 - \frac{\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} \right),$$

N_0 étant la valeur de N de suite après la préparation du sel pour $t = 0$; cette valeur est en même temps celle qui correspond à l'équilibre de régime avec le thorium. La courbe construite expérimentalement s'accorde bien avec la courbe théorique, construite en posant

$$\lambda_1 = 0,126 \frac{1}{an}, \qquad \lambda_2 = 0,343 \frac{1}{an}.$$

Ces constantes correspondent aux périodes

$$T_1 = 5,5 \text{ ans}, \qquad T_2 = 737 \text{ jours}.$$

Pour les sels les plus vieux, la concordance n'est pas très bonne.

Si l'on suit l'activité des sels par la mesure du rayonnement total, on peut admettre que l'activité est due au thorium et au radiothorium accompagné de ses dérivés. Or, nous verrons qu'au radiothorium et aux substances consécutives correspondent cinq groupes de rayons α; si un groupe de ces rayons est aussi émis par le thorium, l'activité inséparable de cette substance pourrait

constituer environ la sixième partie, soit 16,7 pour 100 de l'activité du thorium en équilibre de régime avec le radiothorium et ses dérivés. L'activité varierait alors suivant la formule

$$A = 16,7 + 83,3\, e^{-\lambda_2 t} + 83,3\left(1 - \frac{\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2 - \lambda_1}\right).$$

Cette formule semble convenir pour représenter les résultats de l'expérience.

On peut enfin étudier la loi d'augmentation de l'activité du mésothorium qu'on extrait des résidus de traitement des sables monazités ou des sels de thorium du commerce anciennement préparés. L'activité mesurée par le débit d'émanation est due au radiothorium, et il en est sensiblement de même pour l'activité mesurée par le rayonnement total, parce que l'activité du mésothorium intervient à peine par rapport à celle du radiothorium et de ses dérivés. L'activité reste en ce cas proportionnelle au nombre N d'atomes de radiothorium présents, et celui-ci est donné par la formule

$$N = \frac{nQ}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right),$$

où Q est le nombre d'atomes de mésothorium à l'origine et n le nombre d'atomes de radiothorium qui proviennent d'un atome de mésothorium. Des observations faites pendant près de 2 ans confirment la formule théorique; le maximum de l'activité doit avoir lieu après 4,6 ans.

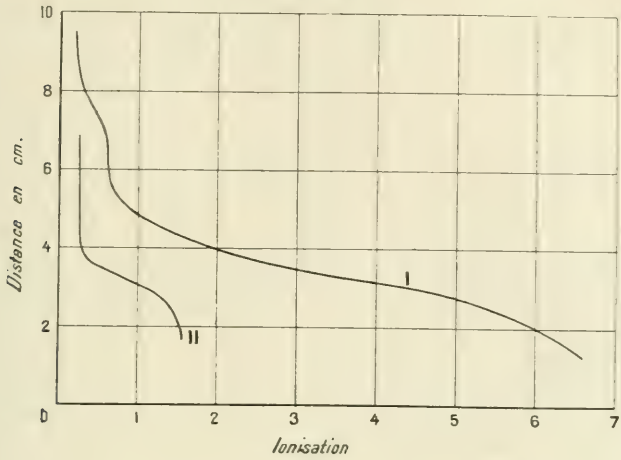
200. Rayonnement des substances de la famille du thorium. — On pouvait prévoir pour la famille du thorium l'existence d'au moins cinq groupes de rayons α (radiothorium, thorium X, émanation, thorium B, thorium C). L'étude de cette question a été faite par M. Hahn [1] qui utilisait du radiothorium de forte activité. La courbe d'ionisation du radiothorium en équilibre radioactif ne présente que deux coudes marqués (*fig.* 179, I), l'un qui correspond au thorium C (parcours, $8^{cm},6$) et un autre moins net, voisin de 6^{cm}. Il est donc nécessaire d'étudier les diverses substances séparément.

---

[1] Hahn, *Phys. Zeit.*, 1906.

Le radiothorium a été privé de thorium X au moyen de précipitations répétées par l'ammoniaque, qui permettent aussi la destruction du dépôt actif. Ce radiothorium libre de thorium X et de dépôt

Fig. 179.



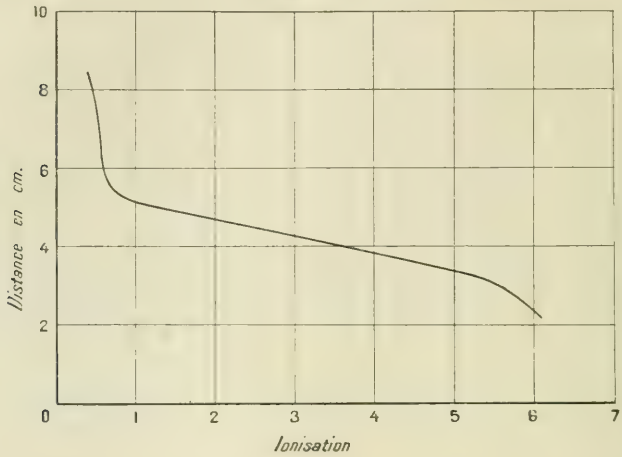
actif, utilisé en couche très mince, donne avec le dispositif de M. Bragg une courbe d'ionisation correspondant à un seul groupe de rayons α homogènes, caractérisés par un parcours de $3^{cm},9$ (*fig.* 179, II). Si l'on continue les mesures pendant quelques jours, la courbe change d'aspect; on voit apparaître un groupe de rayons de parcours très long ($8^{cm},6$) et un autre groupe de parcours d'environ 6^{cm}. Comme l'opération est faite en entraînant constamment l'émanation par un courant d'air, celle-ci ne peut s'accumuler dans le produit ; on en conclut que le groupe dont le parcours est égal à 6^{cm} est dû au thorium X.

Le radiothorium utilisé pour les expériences n'est certainement pas exempt de thorium; toutefois l'activité propre du thorium est en ce cas bien trop faible pour que le parcours de $3^{cm},9$ puisse être considéré comme correspondant aux rayons du thorium.

Le thorium X séparé du radiothorium a également été étudié. La précipitation du radiothorium par l'ammoniaque était faite en présence d'une trace de sel de fer, ce qui rend l'opération plus complète. La solution était évaporée et le résidu calciné pour chasser

les sels ammoniacaux; ayant redissous le résidu, on évaporait la solution sur une lame de platine et on la chauffait très fortement pour chasser le thorium A; on attendait ensuite pendant quelques

Fig. 180.



heures que la destruction du thorium B et du thorium C fût complète. La lame était alors utilisée comme source de rayons, et l'on balayait constamment par un courant d'air l'émanation qui se produisait, pour empêcher son accumulation. La courbe d'ionisation obtenue indiquait toujours la présence du thorium C qui peut difficilement être évitée, mais on constatait de plus la présence d'un groupe de rayons caractérisés par un parcours de $5^{cm},7$ (*fig.* 180). Ce groupe appartient au thorium X.

Pour mesurer le parcours des rayons α émis par l'émanation, on faisait passer un courant d'air chargé d'émanation au travers d'un vase plat dont la face supérieure était formée par une lame mince de mica de pouvoir d'arrêt connu (*fig.* 62). On observait les scintillations produites par les rayons sur un écran phosphorescent placé au-dessus de la lame de mica à distance variable. La précision de ces mesures est médiocre, et l'on ne peut utiliser que les observations faites au début tant que le trouble apporté par la formation du dépôt actif n'est pas trop important. Le parcours trouvé en tenant compte de l'abaissement produit par la lame de mica était égal à $5^{cm},2$ mais, comme

le parcours évalué par la méthode d'ionisation aurait été un peu plus long, à cause de la sensibilité plus grande de cette méthode, le nombre adopté pour le parcours est $5^{cm},5$.

Voici, en résumé, les longueurs des parcours observés :

	cm
Radiothorium	3,9
Thorium X	5,7
Émanation	5,5
Thorium B	5,0
Thorium C	8,6

Nous avons vu que pour les quatre groupes de rayons α appartenant au radium et à ses trois dérivés : émanation, radium A et radium C, le nombre des particules émises par unité de temps est probablement le même quand les substances sont en équilibre radioactif (§ 124). Il ne semble pas en être ainsi dans le cas de la famille du thorium. On trouve, en effet, que le rapport des activités de l'émanation et du dépôt actif en équilibre radioactif est environ quatre fois plus grand que celui qu'on peut prévoir dans l'hypothèse où les nombres des particules α émises par l'émanation, par le thorium B et par le thorium C seraient les mêmes, et où l'ionisation produite par une particule α serait proportionnelle au parcours [1]. Les mesures étaient faites avec un condensateur cylindrique dans lequel on envoyait un courant d'air chargé d'émanation, pendant qu'un champ électrique était établi entre les électrodes. Quand l'équilibre était atteint, on mesurait l'ionisation qui était due à l'émanation et au dépôt actif; ensuite on arrêtait le courant d'air, on attendait que l'émanation fût détruite et l'on mesurait l'ionisation due au dépôt actif seul. Pour interpréter les résultats on tenait compte de l'utilisation des rayons α dans l'appareil de mesures.

Ainsi l'on peut supposer qu'un atome d'émanation du thorium produit lors de sa destruction quatre particules α, tandis qu'un atome de thorium B ou de thorium C ne produit qu'une particule. Mais on pourrait aussi admettre que l'émanation est un corps complexe, se composant de quatre termes successifs, à évolution très rapide, chaque transformation comportant l'émission d'une

---

[1] Bronson, *Phil. Mag.*, 1908.

seule particule. Cette dernière manière de voir est appuyée par l'observation des scintillations produites sur deux écrans phosphorescents très rapprochés par l'émanation contenue entre ces écrans; les éclairs observés semblaient produits par groupes, les éclairs de chaque groupe étant plutôt successifs que simultanés ([1]).

En considérant l'ionisation produite par une particule comme approximativement proportionnelle au parcours et en admettant qu'un atome de thorium X émet une seule particule α, on trouve que, si le thorium X est en équilibre avec l'émanation et le dépôt actif, le rapport de l'activité du dépôt à celle du thorium X accompagné de l'émanation doit être approximativement égal à $\frac{5,0 + 8,6}{5,7 + 4 \times 5,5}$, soit 0,49. L'expérience indique pour ce même rapport la valeur 0,44 (§ 198) qui diffère peu de la précédente.

Le rayonnement β des substances de la famille du thorium a également été étudié en détail. Ce rayonnement provient principalement du dépôt actif et du mésothorium; le thorium au minimum d'activité (contenant du radiothorium), le thorium X et l'émanation du thorium n'interviennent pas d'une manière sensible. Quand le thorium X a été privé de dépôt actif par la chauffe, le rayonnement initial total constitue environ 60 pour 100 de la valeur maximum atteinte dans la suite, tandis que le rayonnement initial mesuré au travers d'un écran d'aluminium de $0^{mm},06$ d'épaisseur est inférieur à 3 pour 100 de la valeur maximum ([2]). Cependant, en comparant le pouvoir pénétrant des rayons β pour le dépôt actif et pour le thorium X ne contenant que très peu de dépôt actif, on a pu constater que le thorium X donne lieu à une émission de rayons β extrêmement absorbables ([3]).

Quand on ramène le thorium au minimum d'activité, par séparation du thorium X et extinction temporaire du dépôt actif,

---

([1]) Geiger et Marsden, *Phys. Zeit.*, 1910.
([2]) Lewin, *Phys. Zeit.*, 1906.
([3]) Hahn et L. Meitner, *Phys. Zeit.*, 1910.

on supprime presque complètement le rayonnement pénétrant. Pour le thorium ainsi préparé l'intensité initiale du rayonnement total constitue environ 23 pour 100 du maximum atteint après 1 mois, tandis que l'intensité du rayonnement β constitue moins de 3 pour 100 du maximum atteint après le même temps. On peut donc penser que le thorium accompagné de radiothorium n'émet pas de rayons β; quant au mésothorium, il se trouve séparé en même temps que le thorium X et n'intervient pas dans les mesures.

M. Hahn et Mlle Meitner [1] ont montré que les rayons β du mésothorium sont complexes. La loi d'absorption n'est pas une exponentielle simple. Le coefficient d'absorption observé pour l'aluminium variait entre $\mu = 38,5$ et $\mu = 20,2$.

On voit qu'en résumé le rayonnement β des substances de la famille du thorium se compose ainsi qu'il suit : deux groupes de rayons homogènes appartenant respectivement au thorium A et au thorium D (§ 197), un groupe complexe appartenant au mésothorium et un groupe appartenant au thorium X. Les coefficients d'absorption pour l'aluminium ont pour valeurs :

Mésothorium	38,5 à 20,2
Thorium X	rayons très absorbables
Thorium A	175
Thorium D	15,7

L'analyse du rayonnement β, faite par la méthode radiographique, à l'aide du champ magnétique, a donné des résultats entièrement conformes à ceux qui viennent d'être indiqués (§ 111).

L'existence d'un rayonnement γ a été constatée avec certitude pour le dépôt actif; ces rayons appartiennent probablement au thorium D.

201. Famille du thorium. — Voici la série des dérivés du thorium actuellement connus :

---

[1] HAHN et L. MEITNER, *Phys. Zeit.*, 1908.

	Vie moyenne		
Thorium	de l'ordre de 10^{10} ans	rayons	α
↓			
Mésothorium 1	7,9 ans		
↓			
Mésothorium 2	8,9 heures	»	β
↓			
Radiothorium	1063 jours	»	α
↓			
Thorium X	5,35 jours	»	α, β
↓			
Emanation	76 secondes	»	α
↓			
Thorium A	15,3 heures	»	β
↓			
Thorium B	79 minutes	»	α
↓			
Thorium C	vie très courte	»	α
↓			
Thorium D	4,5 minutes	»	β, γ

CHAPITRE XV.

ACTINIUM ET SA FAMILLE.

202. **Activité de l'actinium.** — L'actinium est une substance d'activité permanente; elle donne lieu à une émission de rayons α, β, γ, et elle dégage une émanation radioactive de très courte durée, dont la période est 3,9 secondes. Cette émanation produit une radioactivité induite caractérisée par une période de décroissance de 36 minutes.

Relativement à la constance du rayonnement de l'actinium, nous n'avons encore que des données restreintes. En mesurant le rayonnement pénétrant de l'actinium contenu dans une ampoule de verre mince (échantillon préparé depuis 4 ans), on a constaté que l'activité est restée sensiblement constante pendant l'intervalle de temps de 18 mois, sur lequel portent actuellement les mesures.

203. **Actinium** X. — On a vu qu'en ajoutant du baryum à une solution d'actinium et en précipitant, après quelque temps, le baryum par l'acide sulfurique, M. Debierne [1] a obtenu un entraînement d'activité avec le baryum précipité. Ce n'était pas l'actinium seul qui était entraîné dans ces conditions; en effet si, après avoir transformé le sulfate en chlorure, on précipitait dans la solution l'actinium par l'ammoniaque, le baryum qui restait dissous conservait une forte activité, plusieurs centaines de fois plus grande que celle de l'uranium. L'activité pouvait être encore concentrée par cristallisation fractionnée du sel de baryum et s'accumulait dans les cristaux; elle pouvait alors atteindre une valeur plusieurs milliers de fois plus élevée que celle de l'activité de l'uranium. Mais après trois semaines le

[1] Debierne, *Comptes rendus*, 1900.

produit obtenu ne conservait plus qu'environ un tiers de son activité initiale. L'activité obtenue était d'autant plus grande que le sel de baryum avait été laissé plus longtemps en solution avec l'actinium.

M. Giesel [1] a observé que l'activité de l'actinium augmente pendant 1 mois après la préparation et prend ensuite une valeur constante. En précipitant une solution d'actinium par l'ammoniaque, il a obtenu dans la solution ammoniacale une substance active dont l'activité disparaissait en quelques mois et qu'il nomma *émanium* X, l'identité de l'émanium et de l'actinium n'ayant pas encore été admise à cette époque.

M. Godlewski [2] a entrepris simultanément la recherche d'une substance jouant par rapport à l'actinium le même rôle que le thorium X par rapport au thorium. En traitant une solution d'actinium par l'ammoniaque, il obtint dans le précipité l'actinium à l'état à peu près inactif, tandis que la dissolution ammoniacale évaporée laissait un résidu très actif. La substance active ainsi séparée de l'actinium a été nommée *actinium* X. Elle se trouvait dans le résidu très faible qui subsiste après la destruction des sels ammoniacaux par la chaleur; la masse de ce résidu dépend des impuretés contenues dans l'actinium, mais l'activité totale est proportionnelle à la quantité d'actinium utilisée pour l'opération.

La loi de l'évolution de l'activité totale a été étudiée pour l'actinium X et pour l'actinium privé d'actinium X. On constate que, pendant le premier jour après la séparation, l'actinium X éprouve une augmentation d'activité d'environ 15 pour 100 (*fig.* 181); après avoir passé par un maximum, l'activité décroît; la loi limite de la décroissance est une exponentielle simple, caractérisée par une période de 10,2 jours, correspondant à une constante radioactive $\lambda = 0{,}068 \frac{1}{\text{jour}}$. Cette loi de décroissance ne s'appliquait exactement qu'après avoir retranché de l'activité totale une activité résiduelle constante, d'environ 2,7 pour 100.

---

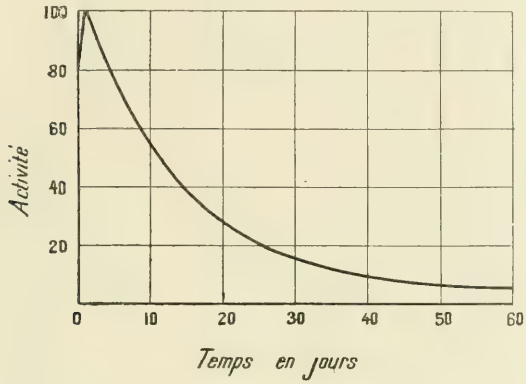
(1) Giesel, *Chem. Ber.*, 1903.

(2) Godlewski, *Jahrbuch d. Rad.*, 1906; *Le Radium*, 1907.

La courbe d'accroissement de l'activité de l'actinium n'était pas exactement celle qui correspond à la formation d'actinium X avec débit constant, toutefois l'allure générale de la courbe correspondait à cette hypothèse. La faible valeur du rayonnement initial permettait de penser que l'actinium n'est pas actif par lui-même.

M. Godlewski a prouvé que l'actinium X est la source de l'éma-

Fig. 181.

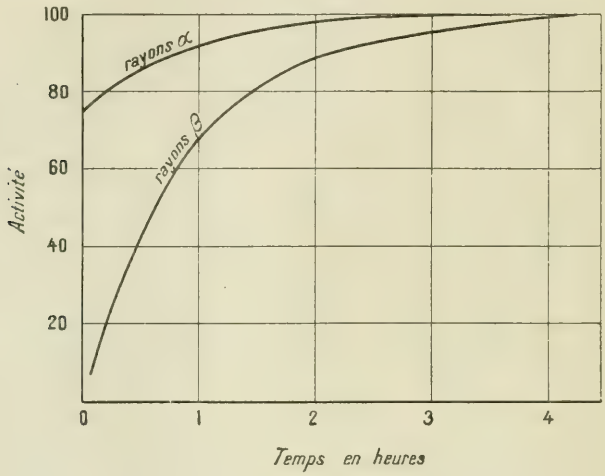


nation de l'actinium; le débit d'émanation est en effet intimement lié à la quantité d'actinium X présent et non à celle de l'actinium. La présence de l'émanation entraîne d'ailleurs la formation du dépôt actif. Ce dernier accompagne l'actinium X dans la séparation par l'ammoniaque; mais en calcinant le résidu de l'évaporation de la solution ammoniacale on détermine la volatilisation du dépôt actif, et la formation de ce dernier occasionne l'augmentation initiale de l'activité de l'actinium X nouvellement préparé.

Au lieu de préparer l'actinium X en utilisant la précipitation d'une solution d'actinium par l'ammoniaque, on peut utiliser l'entraînement de l'actinium X par le sulfate de baryum, suivi d'un traitement de cristallisation fractionnée effectué sur le sel de baryum (chlorure ou bromure) contenant l'actinium X. D'après M. Giesel, la séparation de l'actinium X par ce procédé, à partir d'une solution chlorhydrique neutre de terres rares exemptes de thorium, est une opération très complète.

M. Godlewski avait trouvé que l'actinium X émet des rayons α et aussi des rayons β. Toutefois M. Lewin [1] a montré qu'en chauffant fortement l'actinium X, de manière à chasser complètement le dépôt actif, on obtient une matière qui émet seulement des rayons α. L'activité initiale de l'actinium X accompagné de l'émanation, mesurée en rayons α, représentait 72 à 76 pour 100

Fig. 182.



de l'activité maximum, tandis que l'activité initiale mesurée en rayons β était comprise entre 2,5 pour 100 et 5 pour 100 de l'activité maximum. Les courbes d'accroissement de l'activité mesurée par le rayonnement α et par le rayonnement β sont représentées dans la figure 182. Le maximum est atteint en 4 heures.

Dans les expériences de M. Levin, l'actinium privé d'actinium X conservait encore toujours une activité d'environ 28 pour 100. Cette divergence entre les résultats de M. Godlewski et ceux de M. Lewin a été expliquée par la découverte du *radioactinium*.

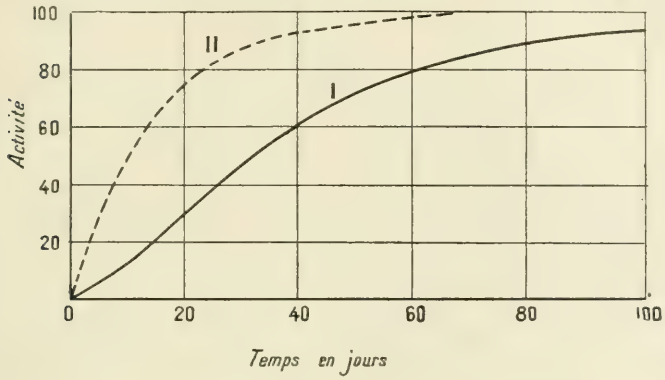
204. **Radioactinium.** — M. Hahn [2] a montré que la courbe d'accroissement de l'activité totale de l'actinium qui a été obtenu

---

[1] Lewin, *Phys. Zeit.*, 1906.
[2] Hahn, *Phys. Zeit.*, 1906.

à l'état sensiblement inactif (*fig.* 183, courbe I) diffère fortement de la courbe qu'on obtiendrait si l'actinium donnait lieu à la production uniforme d'une substance active dont la période est 10,2 jours (*fig.* 183, courbe II). La divergence des deux courbes conduit à conclure qu'il existe entre l'actinium et l'actinium X une substance radioactive intermédiaire, et que la

Fig. 183.



formation de l'actinium X se trouve ainsi retardée. M. Hahn a essayé de séparer cette substance de l'actinium et a réussi à prouver que sa supposition était exacte. La substance nouvelle a reçu le nom de *radioactinium.*

Le radioactinium se sépare difficilement de l'actinium. Il précipite par l'ammoniaque en même temps que ce dernier, mais plus facilement, de sorte qu'une séparation partielle peut être obtenue en utilisant la précipitation fractionnée. On peut aussi ajouter de l'hyposulfite de sodium à la solution chlorhydrique d'actinium ; le dépôt qui se forme contient du soufre que l'on calcine dans un creuset; le radioactinium, qui n'est pas volatil, se trouve dans le résidu. D'après M. Lewin, le radioactinium est aussi entraîné dans la précipitation d'une solution d'actinium par l'hydrogène sulfuré et peut ainsi être séparé de l'actinium.

Quand on dissout l'actinium dans l'acide chlorhydrique étendu, on obtient toujours un résidu dont l'activité peut d'abord être stationnaire, croissante ou décroissante; mais, 2 à 3 semaines après la préparation, on voit s'établir une loi de décroissance qui

correspond à une période d'environ 20 jours. Ce résidu est composé d'un mélange de radioactinium et d'actinium X en proportion initiale variable, et la période de 20 jours doit être attribuée au radioactinium.

M. Hahn a réussi à obtenir du radioactinium à peu près exempt d'actinium et d'actinium X et a prouvé que le radioactinium donne lieu à la formation d'actinium X qui peut en être extrait au moyen de la séparation par l'ammoniaque. Après la séparation, le radioactinium augmente aussitôt d'activité parce que l'actinium X s'y accumule à nouveau.

Le radioactinium est actif par lui-même. Sa période est égale à 19,5 jours d'après M. Hahn et à 20 jours d'après M. Lewin. Le rayonnement α et le rayonnement β augmentent par suite de la formation de l'actinium X et de ses dérivés, passent par un maximum et diminuent ensuite suivant la période du radioactinium. Une petite activité restante est généralement observée; elle est due à la présence d'une petite quantité d'actinium.

La vie moyenne de l'émanation et des constituants du dépôt actif étant courte par rapport à celle du radioactinium et de l'actinium X, la loi d'évolution de l'activité du radioactinium et de l'actinium peut être étudiée en faisant intervenir seulement les constantes radioactives λ_1 et λ_2 qui caractérisent le radioactinium et l'actinium X; ce dernier est alors considéré comme étant en équilibre radioactif avec ses dérivés. Le radioactinium est considéré comme produit avec débit constant par l'actinium.

L'activité $\mathfrak{I}$ du radioactinium exempt d'actinium et exempt au début d'actinium X évolue suivant la formule

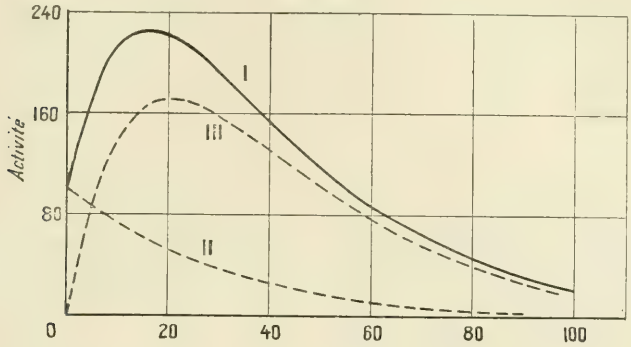
$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0 \left[e^{-\lambda_1 t} + \frac{K\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \right],$$

où $\mathfrak{I}_0$ désigne l'activité initiale et K le rapport de l'ionisation due à l'actinium X accompagné de ses dérivés à celle due au radioactinium, quand les deux produits sont en équilibre avec l'actinium. La courbe expérimentale concorde bien avec la courbe théorique (*fig.* 184, courbe I) construite en posant $K = 3,5$. Le maximum est atteint en 17 jours. La courbe I est obtenue par la superposition des courbes II et III, dont la première représente la diminution de l'activité du radioactinium et la seconde l'évolution de l'acti-

vité due à l'actinium X. L'activité initiale a été posée égale à 100.

L'actinium peut être séparé à l'état à peu près inactif; l'activité initiale est, par exemple, 2,5 pour 100 de l'activité limite; on

Fig. 184.



peut donc admettre que l'actinium n'est pas actif par lui-même. L'activité $\mathcal{A}$ augmente avec le temps (*fig.* 183, courbe I) et tend vers une valeur limite $\mathcal{A}_\infty$ suivant la loi

$$\frac{\mathcal{A}}{\mathcal{A}_\infty} = \left[1 - \frac{e^{-\lambda_1 t} + \frac{K}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{-\lambda_2 t})}{1 + K} \right].$$

La limite est atteinte en 4 mois environ. On obtient une bonne concordance entre la théorie et l'expérience en posant

$$K = 3,5, \qquad \lambda_1 = 4,1.10^{-7}\frac{1}{\text{sec}}, \qquad \lambda_2 = 7,8.10^{-7}\frac{1}{\text{sec}},$$

d'où pour les périodes

$$T_1 = 19,5 \text{ jours}, \qquad T_2 = 10,2 \text{ jours}.$$

205. Composition du dépôt actif. — Les courbes représentatives de l'évolution du dépôt actif de l'émanation de l'actinium sont caractérisées par une loi de décroissance limite qui correspond à une période de 36 minutes. En première approximation, les courbes obtenues en mesurant le rayonnement β ne sont pas différentes de celles obtenues par la mesure du rayonnement α. Pour

des temps supérieurs à 15 minutes la loi limite est atteinte quel que soit le temps d'exposition.

La courbe d'évolution qui correspond à un temps d'activation très court (*fig.* 83) manifeste une intensité initiale très faible; cette intensité croît et passe par un maximum qui est atteint en 9 minutes; la décroissance s'établit alors suivant une loi qui tend rapidement vers la loi limite. La courbe est bien représentée par la formule

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_m} = \frac{e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}}{e^{-\lambda_1 x} - e^{-\lambda_2 x}}.$$

Dans cette formule, $\mathcal{J}$ désigne l'activité mesurée en rayons α, $\mathcal{J}_m$ la valeur maximum de cette activité, x le temps qui correspond au maximum; λ_1 et λ_2 sont deux constantes radioactives dont l'une λ_1 caractérise la loi de décroissance limite, tandis que l'autre λ_2 a une valeur plus élevée. On trouve

$$T_1 = 36 \text{ minutes}, \qquad \lambda_1 = 3{,}2 \,.\, 10^{-4} \frac{1}{\text{sec}},$$

$$T_2 = 2{,}15 \text{ minutes}, \qquad \lambda_2 = 5{,}37 \,.\, 10^{-3} \frac{1}{\text{sec}}.$$

L'interprétation de cette courbe peut se faire suivant la méthode ordinaire, en admettant que le dépôt actif se compose de deux substances, dont la première, actinium A, produite directement par l'émanation, est inactive, mais se transforme en une deuxième substance, actinium B, laquelle est active. Les deux constantes radioactives caractérisent respectivement les vitesses de destruction des deux substances.

Des expériences d'électrolyse effectuées sur une solution de dépôt actif ont montré qu'on peut recueillir à l'anode une substance active dont l'activité décroît de moitié en 1,5 minute environ ([1]). MM. Meyer et v. Schweidler ([2]) ont chauffé des plaques activées. Ils ont constaté que jusqu'à la température de 200° la chauffe restait sans effet. Au rouge vif l'activité est en partie volatilisée, et la matière qui reste sur la plaque décroît de moitié en un temps de 1,5 minute environ. On conclut de ces expériences

---

([1]) Miss Brooks, *Phil. Mag.*, 1904.
([2]) Meyer et Schweidler, *Wien. Ber.*, 1905.

que la matière qui émet des rayons α est celle dont la décroissance est la plus rapide.

Voici les valeurs obtenues pour la période de l'actinium A par divers expérimentateurs [1] :

Debierne	40	minutes.
Miss Brooks	41	»
Elster et Geitel	34,4	»
Bronson	35,7	
Godlewski	36	»
Meyer et v. Schweidler	35,8	»
Hahn et Sackur	36,4	»

Le désaccord des valeurs individuelles est assez important. Les valeurs voisines de 40 minutes ont été obtenues pour des lames activées par un courant gazeux entraînant l'émanation. En activant des lames par simple exposition au voisinage de l'actinium, M. Debierne a obtenu une période de 36 minutes. Il est fort probable que ce sont les valeurs voisines de 36 minutes qui se rapprochent le plus de la valeur exacte.

M. Hahn et Mlle Meitner [2] ont montré que le dépôt actif de l'actinium se compose de plus de deux substances. Ces observateurs ont étudié en fonction du temps le rayonnement α de plaques activées qui avaient été soumises à une forte chauffe pendant une demi-minute. Le rayonnement α décroît régulièrement; la loi de décroissance (*fig.* 185, courbe I) devient une loi exponentielle pure quand on tient compte de la correction apportée par une activité de décroissance plus lente provenant de ce que l'actinium A n'a pas été complètement chassé; l'activité due à l'actinium B en équilibre de régime avec l'actinium A ne constitue qu'au plus 4 pour 100 de l'activité initiale totale. Après avoir effectué la correction correspondante, on trouve, pour la période de décroissance du rayonnement α, le nombre 2,15 minutes comme moyenne de plusieurs expériences. Cette période caractérise l'acti-

---

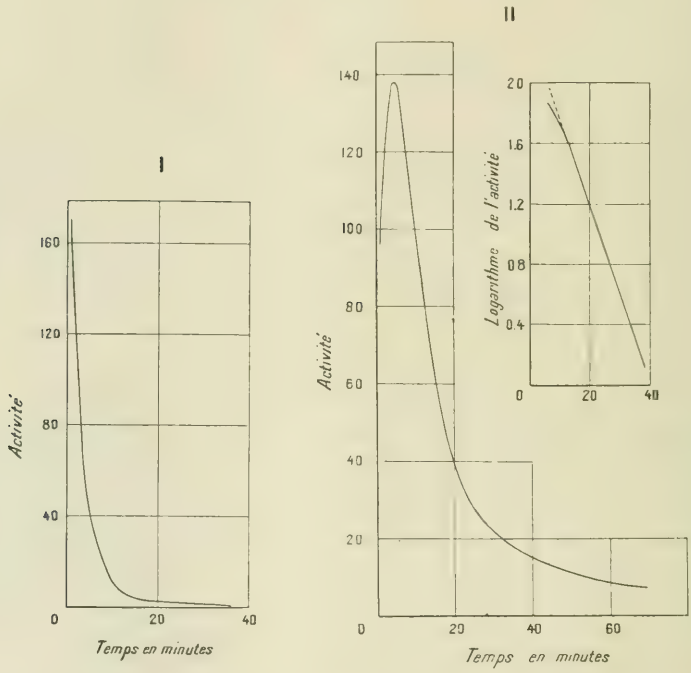
(1) Debierne, *Comptes rendus*, 1904. — Miss Brooks, *Phil. Mag.*, 1904. — Elster et Geitel, *Arch. Sc. Phys. et Mat.*, 1905. — Bronson, *Am. Journ. of Sc.*, 1905. — Godlewski, *Phil. Mag.*, 1905. — Meyer et v. Schweidler, *Wiener Ber.*, 1905. — Hahn et Sackur, *Chem. Ber.*, 1905.

(2) Hahn et Mlle Meitner, *Phys. Zeit.*, 1908.

nium B et se trouve en accord excellent avec la valeur déduite de la courbe d'évolution de l'activité induite après une très courte exposition. La valeur correspondante de la constante radioactive est $\lambda = 0{,}3225 \frac{1}{\text{min.}}$.

Le rayonnement β de plaques soumises au même traitement

Fig. 185.



évolue d'une manière toute différente. On observe un accroissement initial rapide (*fig.* 185, II), et l'on obtient un maximum, suivi d'une décroissance moins rapide que celle de l'actinium B; la loi finale est, comme dans le cas précédent, la loi exponentielle qui convient à l'actinium A, mais en extrapolant cette courbe limite vers l'origine, on trouve que le rayonnement correspondant ne constitue à l'origine que 4 pour 100 au plus du rayonnement β total; cette partie du rayonnement est considérée comme correspondant à l'actinium A qui n'a pas été chassé par la chauffe et qui se trouve en équilibre avec les substances de courte durée qui en

dérivent. En retranchant l'activité correspondante, on trouve que, quelques minutes après le maximum, le rayonnement β décroît suivant une loi exponentielle caractérisée par une période de 5,1 minutes et une constante radioactive $\lambda = 0,136 \frac{1}{\text{min.}}$. On admet que cette constante caractérise un troisième constituant du dépôt actif, l'actinium C, qui émet des rayons β, tandis que l'actinium B, auquel on attribuait antérieurement la totalité du rayonnement α, β et γ du dépôt actif, n'émet que des rayons α. L'aspect des courbes expérimentales s'explique alors en admettant que la chauffe a pour effet de chasser presque totalement l'actinium A et l'actinium C, et que l'augmentation du rayonnement β à l'origine provient de la formation d'actinium C à partir de l'actinium B. L'actinium B se détruisant plus rapidement que l'actinium C, ce dernier reste finalement seul sur la plaque, et l'on observe sa loi de décroissance. Le logarithme de l'intensité du rayonnement β qui reste après soustraction de l'intensité attribuable à la présence de l'actinium A est représenté en fonction du temps dans la figure 185. II. La courbe qui représente l'évolution du rayonnement β après chauffe, en tenant compte de la correction indiquée, correspond à la formule bien connue

$$\lambda = \frac{n\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

avec

$$\lambda_1 = 0,3225 \frac{1}{\text{min}}, \qquad \lambda_2 = 0,1360 \frac{1}{\text{min}}.$$

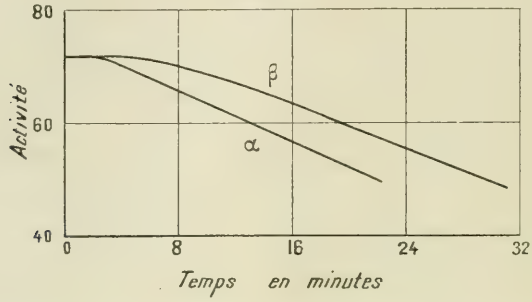
Cette formule indique que le rayonnement β est dû à une substance qui se forme à partir d'une autre substance laquelle n'émet pas de rayons β et se trouvait seule à l'origine du temps sur le corps activé.

On peut faire la théorie qui rend compte de l'évolution du rayonnement α et du rayonnement β du dépôt actif obtenu après différents temps d'exposition. Il faut tenir compte de ce fait que seul l'actinium B émet des rayons α tandis que l'actinium A et l'actinium C émettent des rayons β. Mais comme les rayons de l'actinium A sont très absorbables, on peut faire une théorie approchée du rayonnement β obtenu au travers d'un écran qui absorbe les rayons de l'actinium A. Les courbes qui repré-

sentent le rayonnement α et le rayonnement β sont évidemment de formes différentes.

C'est ainsi qu'après une exposition suffisamment longue pour que l'équilibre radioactif ait été atteint, les courbes qui représentent la décroissance du rayonnement α et du rayonnement β prennent la forme indiquée dans la figure 186. La décroissance du rayonne-

Fig. 186.



ment β est d'abord plus lente que celle du rayonnement α, mais la loi limite qui est celle de l'actinium A est là même dans les deux cas. Quand l'exposition est courte, les courbes diffèrent encore davantage; toutefois il est très difficile d'éviter des perturbations dues au dépôt d'actinium B et d'actinium C sur le corps activé. Quand l'exposition est de 10 minutes, la valeur maximum du rayonnement α est atteinte pour un temps d'environ 5 minutes, alors que pour le rayonnement β le maximum est atteint en un temps d'environ 11 minutes. Les résultats expérimentaux sont en accord approximatif avec la théorie.

L'actinium C a pu être séparé d'une solution chlorhydrique du dépôt actif au moyen de l'entraînement par le noir animal ou la mousse de platine maintenus en ébullition avec la solution. Un procédé très avantageux pour obtenir l'actinium C pur consiste, d'après M. Hahn et Mlle Meitner, à utiliser l'action du champ électrique sur l'actinium C projeté par une plaque qui porte le dépôt actif de l'actinium. L'actinium C se révèle comme portant une charge positive et se trouve entraîné vers une électrode chargée négativement placée en face de la plaque active. Le rendement est très bon, et l'on obtient ainsi en 10 minutes la proportion 20 pour 100 de l'actinium C qui se trouvait au début sur la plaque

activée. La substance ainsi préparée a exactement une période de décroissance de 5,1 minutes.

On a des raisons pour penser que l'actinium B n'est pas une substance simple et se compose de deux matières B_1 et B_2 dont chacune émet un groupe de rayons α; cette supposition résulte de l'examen de la courbe d'ionisation obtenue avec le dépôt actif de l'actinium (§ 130). Conformément à cette manière de voir, la matière active projetée par une plaque activée manifeste, tout à fait au début, une décroissance plus rapide que celle qui caractérise l'actinium C; ce fait pourrait s'expliquer par la présence d'un actinium B_2 ayant une période de l'ordre de 10 secondes ([1]). L'actinium B_2 dans la série de l'actinium correspondrait au thorium C dans la série du thorium.

206. Propriétés des substances de la série de l'actinium. — L'actinium, le radioactinium et l'actinium X ne sont pas volatils tandis que le dépôt actif peut être volatilisé. D'après M. Lewin ([2]) l'actinium A est volatil à partir de 400°, et à 750° il est presque entièrement chassé en 10 minutes. L'actinium B est volatil vers 700°. L'actinium C est plus volatil que l'actinium B.

M. Hahn ([3]) a constaté que l'actinium X est projeté dans le gaz comme le radium B ou l'actinium C, et qu'étant chargé positivement il est entraîné par un champ électrique. Cette projection donne sur des plaques placées en face de l'actinium une apparence d'activité induite à évolution assez lente, phénomène antérieurement observé par MM. Meyer et v. Schweidler.

En électrolysant une solution chlorhydrique du dépôt actif ou d'actinium X on peut obtenir à la cathode l'actinium B et, pour un voltage plus élevé, aussi l'actinium A, mais on n'obtient pas d'actinium X. Ce dernier peut, au contraire, être obtenu à la cathode par l'électrolyse d'une solution ammoniacale; il se dépose alors en même temps que l'actinium B et l'actinium A (Lewin). Dans une solution azotique d'actinium on obtient par électrolyse un dépôt d'actinium A et d'actinium B. Si la solution est peu acide,

---

([1]) Mlle Blanquies, *Comptes rendus*, 1910.
([2]) Lewin, *Phys. Zeit.*, 1906.
([3]) Hahn, *Phys. Zeit.*, 1909.

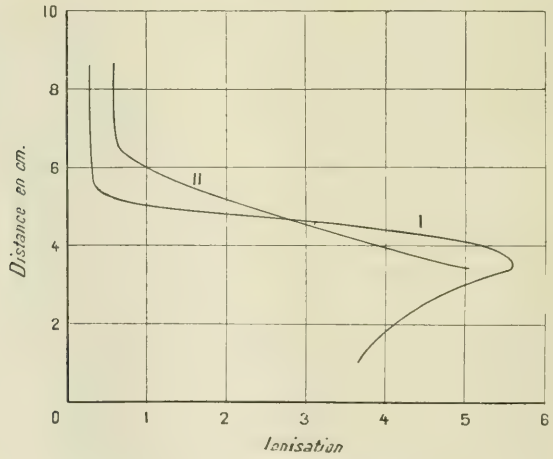
on peut aussi obtenir du radioactinium à la cathode. En solution alcaline l'actinium X, le radioactinium et l'actinium peuvent être déposés.

Les métaux peuvent précipiter l'actinium A en solution acide ou alcaline; la précipitation de l'actinium B n'a pas été constatée. En solution alcaline on peut obtenir la précipitation de l'actinium X. Ce dernier est aussi précipité par le plomb en solution acide. L'actinium C est retenu avec le noir animal et la mousse de platine.

Une partie du dépôt actif produit par l'émanation de l'actinium se trouve dans le gaz au voisinage de la substance active. Ce fait est mis en évidence par les expériences de M. Debierne sur la distribution de l'activité induite le long d'un tube traversé par un courant d'air qui entraîne l'émanation (§ 60) et par les expériences relatives à la projection de l'actinium C.

207. Rayonnement des substances de la famille de l'actinium. — Le rayonnement α des substances qui forment la série de l'actinium

Fig. 187.



à été analysé par M. Hahn [1]. Les courbes d'ionisation relatives aux diverses substances sont représentées dans les figures 187 et 188. Le dépôt actif était recueilli sur un fil activé chargé négativement.

---

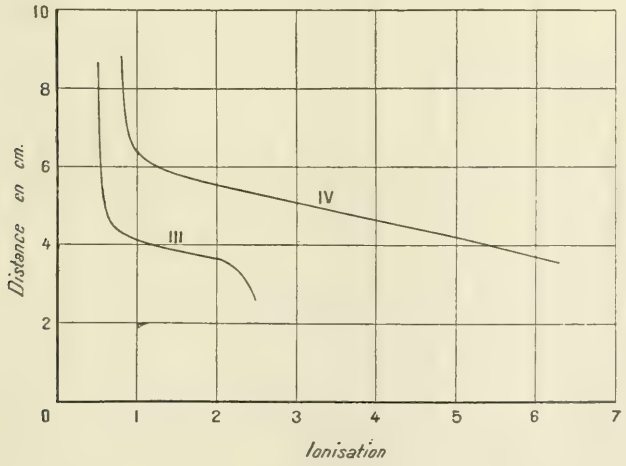
[1] Hahn, *Phil. Mag.*, 1906.

Les mesures étaient faites en tenant compte de la décroissance du rayonnement α en fonction du temps. La courbe d'ionisation obtenue (*fig.* 187, I) correspond à un groupe de rayons α dont le parcours est $5^{cm},5$, le maximum du pouvoir ionisant ayant lieu à $3^{cm},6$ de la substance active.

L'actinium X a été préparé en couche très mince par calcination du résidu d'évaporation d'une solution ammoniacale. La courbe d'ionisation indique que les rayons α qui arrivent le plus loin ont un parcours égal à $6^{cm},55$ (*fig.* 187, II). Ce groupe de rayons appartient à l'actinium X, les rayons α de l'émanation ayant un parcours moins long. Ce parcours est déterminé en faisant passer un courant d'air chargé d'émanation dans une boîte plate de mica mince; en face de celle-ci se trouve un écran phosphorescent sur lequel on observe les scintillations. En tenant compte de l'abaissement produit par la lame de mica, on trouve pour le parcours des rayons $5^{cm},8$.

Le radioactinium exempt d'actinium X et de ses produits émet un seul groupe de rayons α dont le parcours est $4^{cm},8$ (*fig.* 188, III).

Fig. 188.



Mais à mesure que se forme l'actinium X et ses produits, d'autres groupes de rayons α font leur apparition (*fig.* 188, IV); en particulier celui de l'actinium X peut facilement être reconnu.

Voici en résumé les parcours des différents groupes :

	cm
Radioactinium	4,8
Actinium X	6,5
Émanation	5,8
Actinium B	5,5

Si l'on admet que l'ionisation produite par une particule α est proportionnelle au parcours, et que chaque groupe de rayons comporte le même nombre de particules α quand l'équilibre radioactif est atteint, alors l'ionisation due à l'actinium X accompagné de ses dérivés doit être à l'ionisation due au radioactinium dans le rapport

$$\frac{6,5 + 5,8 + 5,5}{4,8} = 3,72;$$

M. Hahn a trouvé pour ce rapport le nombre 3,5, ce qui semblait indiquer que les suppositions précédentes ne s'écartent pas beaucoup de la réalité. Cependant des expériences analogues à celles qui ont été décrites pour l'émanation du thorium (§ 200) ont montré que l'émanation de l'actinium émet deux fois plus de particules α que le dépôt actif avec lequel elle est en équilibre [1]. D'autre part, nous avons vu qu'il y a lieu de considérer l'actinium B comme une substance complexe, émettant probablement deux groupes de rayons α de parcours très voisins. Si le radioactinium émettait une seule particule α par atome, il y aurait désaccord entre le rapport des activités prévu et celui qu'indique l'expérience; mais la concordance se trouverait rétablie si l'on admettait que le radioactinium émet deux particules α, que l'actinium X n'émet qu'une particule, que l'émanation en émet quatre et que deux particules α sont émises par le dépôt actif. Les scintillations produites par l'émanation de l'actinium se produisent très souvent par groupes de deux éclairs simultanés [2].

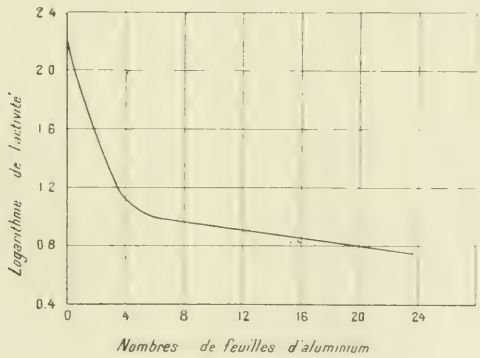
On a vu que le groupe principal de rayons β et de rayons γ de l'actinium doit être attribué à l'actinium C. Une étude complète du rayonnement pénétrant par M. Hahn et Mlle Meitner [3]

---

(1) Bronson, *Phil. Mag.*, 1908.
(2) Geiger et Marsden, *Phys. Zeit.*, 1910.
(3) Hahn et Mlle Meitner, *Phys. Zeit.*, 1908.

a montré que le rayonnement β de l'actinium est complexe. Le coefficient d'absorption décroît quand croît l'épaisseur de matière traversée, et il a été possible de prouver que le rayonnement se compose de plusieurs groupes distincts. L'un de ces groupes appartient au radioactinium, parce qu'il peut être observé avec cette substance exempte de ses dérivés; ces rayons sont très peu pénétrants, leur coefficient d'absorption pour l'aluminium est environ $\mu = 173$. Le radioactinium émet en outre des rayons beaucoup plus pénétrants, de l'espèce β ou γ, dont l'intensité est environ 7 pour 100 du rayonnement pénétrant total. La loi d'absorption des rayons pénétrants pour le radioactinium est représentée par une courbe dans la figure 189. L'actinium X accompagné de ses dérivés émet un rayonnement β dont le coefficient d'absorption est aussi décroissant pour des épaisseurs croissantes de matière; la même courbe d'absorption est obtenue en utilisant le rayonnement du dépôt actif. Ce rayonnement se décom-

Fig. 189.



pose en deux groupes dont l'un, homogène, appartient à l'actinium C et correspond au coefficient d'absorption $\mu = 29$ pour l'aluminium ($\mu = 32,7$ suivant M. Godlewski); le deuxième groupe appartient à l'actinium A et se compose de rayons β extrêmement absorbables et difficiles à observer.

Les rayons γ de l'actinium ont été mis en évidence, ils appartiennent principalement ou totalement à l'actinium C. Leur coefficient d'absorption pour le plomb est égal à 3,6 d'après M. Godlewski

et à 2,7 d'après M. Eve. Ces rayons sont donc beaucoup plus absorbables que ceux du radium.

208. Famille de l'actinium.

	Vie moyenne.	
Actinium	—	
↓		
Radioactinium.....	28,1 jours	rayons α, β
↓		
Actinium X.....	15,0 jours	» α
↓		
Émanation.....	5,6 sec.	» α
↓		
Actinium A.....	52,1 min.	» β
↓		
Actinium B_1.....	3,10 min.	» α
↓		
Actinium B_2?.....	quelques secondes?	» α
↓		
Actinium C.....	7,4 min.	» β, γ

CHAPITRE XVI.

MINÉRAUX RADIOACTIFS. — PRODUCTION DU RADIUM. — IONIUM. ANALOGIES ET LIAISONS ENTRE LES FAMILLES D'ÉLÉMENTS RADIOACTIFS.

209. Origine du radium. — La vie moyenne du radium, quoique longue par rapport à la durée d'une existence humaine, est courte par rapport à la durée des époques géologiques et par rapport à l'âge probable des minéraux dont on extrait le radium. Ainsi que l'ont indiqué MM. Rutherford et Soddy [1], la présence du radium dans ces minéraux ne peut s'expliquer que par une formation continue de ce corps au sein de ces mêmes minéraux. D'après cela les minéraux de radium doivent contenir une substance dont dérive le radium, et si l'on admet que la transformation radioactive consiste toujours en une fragmentation de l'atome, le radium ne peut dériver que d'une substance dont le poids atomique est plus élevé que le sien. On pouvait supposer que cette substance était soit l'uranium, soit le thorium, et plutôt le premier de ces corps, parce que le radium semblait associé à l'uranium plutôt qu'au thorium dans les minéraux radioactifs.

La relation entre le radium et les minerais d'urane et de thorium se présentait dès la découverte du radium comme un fait très frappant. Parmi le très grand nombre de minéraux examinés par moi, au courant des travaux relatifs à la découverte et la préparation du radium, seuls les minerais d'urane et de thorium contenaient plus ou moins de radium. P. Curie et moi nous avons effectué à ce sujet l'expérience suivante [2] : le radium étant très analogue au baryum par ses propriétés chimiques, nous avons voulu nous

(1) Rutherford et Soddy, *Phil. Mag.*, 1903.
(2) Mme Curie, *Thèse de Doctorat.*

assurer si le chlorure de baryum du commerce ne contenait pas de petites quantités de chlorure de radium inappréciables à notre appareil de mesures. Pour cela, nous avons entrepris le fractionnement d'une grande quantité de chlorure de baryum du commerce, espérant concentrer par ce procédé la trace de chlorure de radium si elle s'y trouvait. 50^{kg} de chlorure de baryum du commerce ont été dissous dans l'eau; la dissolution a été précipitée par de l'acide chlorhydrique exempt d'acide sulfurique, ce qui a fourni 20^{kg} de chlorure précipité. Celui-ci a été dissous dans l'eau et précipité partiellement par l'acide chlorhydrique; le chlorure précipité ($8,5^{kg}$) a été soumis à la méthode de fractionnement employée pour le chlorure de baryum radifère et l'on a éliminé à la tête du fractionnement 10^{g} de chlorure correspondant à la portion la moins soluble. Ce chlorure ne montrait aucune radioactivité dans notre appareil de mesures; il ne contenait donc pas de radium; ce corps est, par suite, absent des minerais qui fournissent le baryum.

Parmi les minéraux dont on extrait le radium, le plus important est la pechblende qui est un minerai composé principalement d'oxyde d'urane et ne contenant quelquefois que très peu d'oxyde de thorium. D'autre part les minerais qui contiennent beaucoup de thorium (thorite, orangite, monazite) ne comptent pas parmi les plus riches en radium. Une liaison entre l'uranium et le radium semblait plus probable qu'une liaison entre le thorium et le radium.

MM. Rutherford et Soddy ont émis la supposition que le radium pourrait être un descendant de l'uranium. Comme la vie moyenne de l'uranium est certainement beaucoup plus longue que celle du radium, étant donné l'âge probable des minéraux d'urane et la forte proportion d'uranium qui y est contenue, MM. Rutherford et Soddy ont supposé de plus qu'un équilibre de régime radioactif devait être atteint dans les minéraux entre l'uranium et le radium, de sorte que la quantité de radium doit y être proportionnelle à celle de l'uranium.

Des recherches sur la teneur relative des minéraux en uranium et en radium ont été effectuées par plusieurs expérimentateurs. Dans ces recherches il est nécessaire de considérer que certains minéraux ont pu rester inaltérés depuis l'époque de leur formation, tandis que d'autres ont pu subir l'action des eaux modifiant leur

composition à des époques moins éloignées de nous. On peut donc espérer obtenir des résultats concluants surtout avec les minéraux inaltérés (minéraux primaires), ou tout au moins avec ceux dont la composition n'a pu être profondément modifiée.

M. Mc Coy, examinant l'activité des minerais d'urane par la mesure de l'intensité du rayonnement de couches très minces (§ 164), a trouvé que l'activité de ces minéraux par gramme d'uranium est la même pour différents minéraux et 4,54 fois plus grande que l'activité d'un gramme d'uranium dans les sels de ce métal. Les minéraux examinés étaient des pechblendes, une gummite et une carnotite.

Si l'activité d'un minerai d'urane était proportionnelle à la teneur en uranium, il devrait en être de même pour les quantités des substances radioactives auxquelles est dû l'excès d'activité; ces substances sont surtout le radium et ses dérivés.

M. Boltwood [1] et M. Strutt ont évalué la teneur des minéraux en radium par la mesure du débit de l'émanation du radium. Dans les expériences de M. Boltwood, une certaine quantité de minerai était finement pulvérisée ($0^g,5$ à $1^g,5$), et l'on mesurait d'abord la quantité d'émanation qui pouvait en être extraite par un courant d'air après un temps d'accumulation de plus d'un mois. Ensuite le minerai était attaqué en vase clos par un réactif convenable, soit par l'acide azotique ou chlorhydrique, soit par l'acide sulfurique concentré à chaud; les gaz dégagés pendant l'attaque étaient recueillis et l'émanation qui y était contenue était mesurée. La somme des quantités d'émanation recueillies avec le minerai avant et pendant la décomposition représente la quantité d'émanation totale qui est en équilibre avec le radium contenu dans le minerai. La méthode suppose que, lors de la décomposition du minerai, l'émanation occluse est complètement expulsée; ce point demanderait une vérification précise.

L'uranium était dosé à l'état de pyrophosphate. La teneur en uranium des minéraux étudiés variait de 75 à 0,3 pour 100.

Voici le Tableau qui contient les résultats obtenus; on a désigné par Q la quantité d'émanation contenue dans un gramme de minerai en équilibre, par q la proportion d'émanation qui s'échappe du

---

(1) BOLTWOOD, *Phil. Mag.*, 1905.

minerai à la température ordinaire, par p la proportion d'uranium par gramme de minerai :

	Q.	q. pour 100	p. pour 100	$\frac{Q}{p}$.
Uraninite (pechblende)....	170,00	11,3	74,65	228
Uraninite.....	155,1	5,2	69,6	223
Gummite.....	147,0	13,7	65,38	225
Uraninite.....	139,6	5,6	61,74	226
Uranophane.....	117,7	8,2	51,68	228
Uraninite.....	115,6	2,7	50,64	228
Uranophane.....	113,5	22,8	49,84	228
Thorogummite.....	72,9	16,2	33,17	220
Carnotite.....	49,7	16,3	22,61	220
Uranothorite.....	25,2	1,3	11,38	221
Samarskite.....	23,4	0,7	10,44	224
Orangite.....	23,1	1,1	10,34	223
Euxénite.....	19,9	0,5	8,71	228
Thorite.....	16,6	6,2	7,54	220
Fergusonite.....	12,0	0,5	5,57	215
Aeschynite.....	10,0	9,2	4,52	221
Xénotime.....	1,54	26,0	0,70	220
Monazite sable.....	0,88		0,43	205
Monazite crist.....	0,84	1,2	0,41	207
Monazite massive.....	0,63		0,30	210

D'après ces expériences, le rapport $\frac{Q}{p}$ serait approximativement constant pour tous les minéraux, même pour ceux qui, comme la gummite, le thorogummite ou l'uranophane, ont été formés par l'action de l'eau sur l'uraninite. La présence de l'uranium et du radium a été mise en évidence dans plusieurs échantillons de monazite qui était considérée par divers auteurs comme exempte d'uranium. La monazite, la thorianite, la fergusonite sont des minéraux primaires qui se trouvent dans les roches éruptives les plus anciennes du globe.

Pour déterminer la quantité de radium qui se trouve dans les minéraux par gramme d'uranium, M. Boltwood a utilisé une solution de bromure de radium pur, préparée avec une quantité connue d'un sel dont la pureté était contrôlée par des mesures du débit de chaleur effectuées antérieurement par M. Rutherford; le dégagement de chaleur était de 110^{cal} par gramme de radium. En mesurant le débit d'émanation de la solution étalon dans le même

appareil de mesures que celui qui a servi pour les expériences sur l'émanation extraite des minéraux, M. Boltwood a trouvé que dans les minéraux un gramme d'uranium est associé à $3,45.10^{-7}$ gramme de radium.

M. Strutt a effectué des expériences analogues. Le minerai était fondu avec du borax, puis dissous; l'émanation était chassée de la solution par ébullition et s'accumulait ensuite pendant un temps connu; on faisait alors à nouveau bouillir la solution, et l'émanation recueillie était transportée dans un appareil de mesures. Une solution de sel de radium, dont la teneur était supposée connue, servait d'étalon. M. Strutt a constaté que l'uranium et le radium semblent invariablement associés au thorium, quoique en proportion très variable; il semble donc y avoir une liaison entre l'uranium et le thorium. Quant au radium, sa proportion n'est en aucune façon liée à celle de thorium, mais il y a proportionnalité approchée entre les proportions de radium et d'uranium dans les minéraux; le nombre trouvé pour le rapport entre les quantités de ces deux substances était beaucoup plus élevé que celui de M. Boltwood [environ $1,4.10^{-6}$ pour les uraninites (pechblendes) et la thorianite], toutefois la pureté du sel de radium qui a servi pour la comparaison n'a pas été contrôlée.

Enfin M. Eve (1) a évalué la proportion de radium dans les minéraux par l'intensité du rayonnement γ. D'après les résultats du même physicien (§ 137) les rayons γ pénétrants proviennent seulement du radium et du thorium; on peut tenir compte de l'effet du thorium et l'on trouve pour la teneur d'une uraninite en radium un nombre très voisin de celui que M. Boltwood a trouvé en dosant le radium par son émanation.

Nous ne connaissons actuellement que par exception des minéraux qui contiennent du radium sans contenir de l'uranium. M. Danne (2) a signalé que tel est le cas d'une pyromorphite (chlorophosphate de plomb) trouvée au voisinage d'Issy-l'Évêque, en France. Ce minerai s'y trouve dans des argiles plombifères et dans la pegmatite. La présence de ce minéral dans cet endroit semble due à un dépôt formé par les eaux; d'autre part, non loin de là se

(1) Eve, *Amer. Journ. of Sc.*, 1906.
(2) Danne, *Comptes rendus*, 1905.

trouvent des gisements d'autunite (phosphate d'urane et de calcium), et il est probable que le radium s'est trouvé transporté à distance à partir de l'endroit de sa production. On verra d'ailleurs plus loin que le radium est très répandu à la surface de la terre, à l'état de dilution extrême.

Il ne paraît pas douteux, d'après l'ensemble des recherches décrites, que le radium est en relation intime avec l'uranium. Cependant, d'après des expériences plus récentes, cette relation ne semble pas aussi simple que celle qui a été indiquée. La méthode de dosage du radium utilisée par M. Boltwood est sujette à quelques objections; la correction relative à l'émanation perdue par les minéraux avant leur dissolution est parfois grande. De plus il ne paraît pas certain que l'émanation occluse soit entièrement mise en liberté pendant l'attaque du minerai, surtout quand il y a formation de sulfates insolubles. Pour éviter les causes d'erreur de ce genre, Mlle Gleditsch s'est attachée à extraire directement tout le radium contenu dans une quantité donnée de minéral et à effectuer le dosage par l'émanation sur la petite quantité de radium ainsi obtenue [1]. L'opération était faite de la manière suivante : une certaine quantité (50^g) de minerai est mise en dissolution, et la dissolution additionnée d'un peu de chlorure de baryum est précipitée par l'acide sulfurique. Le précipité étant séparé par filtration, on ajoute de nouveau une petite quantité de chlorure de baryum et l'on fait une nouvelle précipitation. On recommence l'opération jusqu'à ce que les sulfates obtenus soient inactifs. Quand l'opération a été bien conduite, presque tout le radium se trouve dans le précipité. Les sulfates contenant le radium sont transformées en carbonates par l'ébullition avec une solution de soude et de carbonate de soude; les carbonates sont transformés en chlorures et dans la dissolution de ces chlorures on dose le radium par la méthode en usage au laboratoire Curie. Les résidus insolubles obtenus lors de l'ataque des minéraux sont traités séparément jusqu'à ce qu'on obtienne soit la dissolution complète, soit un résidu très petit et inactif. Après la séparation du radium, la solution du minerai est utilisée pour l'extraction de l'uranium par les méthodes analytiques qui conviennent à

---

[1] Mlle Gleditsch, *Comptes rendus*, 1909.

chaque minerai. L'examen des solutions diverses obtenues au cours du traitement a montré que la quantité de radium non extraite est inférieure à 1 pour 100.

Le rapport entre les quantités de radium et d'uranium ne s'est pas montré le même pour tous les minéraux étudiés ainsi que l'indiquent les nombres du Tableau suivant :

	Ra. pour 100.	Ur. pour 100.	$\frac{Ra}{Ur}$.
Autunite de France	$1,20 \cdot 10^{-5}$	47,0	$2,56 \cdot 10^{-7}$
Autunite du Tonkin	1,22 »	47,1	2,59 »
Carnotite	0,375 »	16,0	2,34 »
Pechblende de Saint-Joachimsthal	1,48 »	46,0	3,21 »
Cleveite de Norvège	1,78 »	54,9	3,23 »
Bröggerite de Norvège	2,05 »	63,9	3,22 »
Chalcolite du Portugal	1,27 »	39,8	3,24 »
Thorianite de Ceylan	0,655 »	17,4	3,76 »
Pechblende de Cornouailles	1,07 »	28,7	3,74 »

Le nombre des minéraux étudiés n'est pas encore suffisant pour qu'on puisse savoir dans quelle mesure la valeur du rapport dépend de la nature du minerai. Cependant on peut remarquer que parmi les minéraux examinés la thorianite est probablement le plus anciennement formé et l'autunite le plus récemment formé. On peut donc penser que la relation de genèse entre l'uranium et le radium existe effectivement, mais que le rapport du radium et de l'uranium dépend de l'âge du minerai; tel pourrait être le cas, s'il existait entre l'uranium et le radium une substance intermédiaire de vie moyenne très longue et ne pouvant être considérée comme insignifiante par rapport à l'âge des minéraux, de sorte que l'équilibre radioactif entre l'uranium et le radium ne serait pas nécessairement réalisé. On pourrait aussi penser que le rapport du radium à l'uranium peut avoir été influencé par des causes extérieures agissant sur ces minéraux après leur formation, ces causes pouvant, par exemple, dans certaines conditions, modifier les constantes radioactives.

Les résultats obtenus sont importants et prouvent que l'étude des minéraux radioactifs doit être continuée par des méthodes précises.

Les premières expériences relatives à la constance du rapport entre

l'uranium et le radium dans les minéraux radioactifs paraissaient appuyer l'hypothèse que le radium dérive de l'uranium. Si le radium était produit directement par l'uranium, sa vitesse de formation Δ serait donnée par la relation $q_\infty = \Delta\theta$, où θ est la vie moyenne du radium et q_∞ la quantité de radium qui est en équilibre avec un gramme d'uranium. La vie moyenne de l'uranium étant supposée beaucoup plus longue que celle du radium, le nombre d'atomes de radium formés est toujours égal (ou proportionnel) au nombre d'atomes d'uranium détruits dans le même temps, et par suite constant pendant de nombreuses années. La quantité de radium qui se formerait par an dans 1^{kg} d'uranium, si $\theta = 2500$ ans et $q_\infty = 3{,}4 . 10^{-7}$ gramme, serait environ $1{,}3.10^{-7}$ gramme, et pourrait facilement être observée.

Des expériences directes faites à ce sujet par M. Soddy (1) et par MM. Soddy et Mackenzie (2) n'ont pas donné le résultat prévu.

La solution d'azotate d'urane qui servait pour l'expérience était conservée en vase clos; la quantité d'émanation qui s'y accumulait était chassée par l'ébullition dans le vide et mesurée à des intervalles réguliers au moyen d'un dispositif très sensible. Le sel d'urane avait été préalablement privé de radium aussi parfaitement que possible. MM. Soddy et Mackenzie n'ont pu mettre en évidence aucun accroissement de la quantité de radium dans une solution contenant 250^g d'uranium observée pendant 600 jours; étant donnée la sensibilité des mesures, l'accroissement final était certainement inférieur à 10^{-11} gramme tandis que l'accroissement prévu était de l'ordre de 10^{-8} gramme. Mais des observations portant sur quatre années ont permis de mettre en évidence un accroissement de la quantité de radium ; cet accroissement était évalué à $5{,}2 . 10^{-11}$ gramme de radium par kilogramme d'uranium et pendant 4 ans. La quantité de radium produit semblait proportionnelle au carré du temps (3).

Les résultats des expériences pouvaient s'interpréter en admettant que le radium dérive bien de l'uranium, mais qu'il n'en

(1) Soddy, *Nature*, 1904 et 1905.
(2) Soddy et Mackenzie, *Phil. Mag.*, 1907.
(3) Soddy, *Phil. Mag.*, 1909.

est pas le descendant direct. On peut admettre qu'abstraction faite de l'uranium X, pour lequel un équilibre de régime radioactif avec l'uranium est atteint rapidement, il existe entre l'uranium et le radium une substance intermédiaire dont la vie moyenne est longue et qui se sépare de l'uranium pendant les traitements qui ont pour objet l'extraction de ce corps du minerai. S'il existe une telle substance et qu'elle soit le parent direct du radium, la formation de ce dernier corps dans l'uranium extrait du minerai doit se trouver retardée. D'autre part, si le rapport entre l'uranium et le radium était constant, la vie moyenne de la substance hypothétique devrait être courte par rapport à celle de l'uranium.

Supposons que le nombre d'atomes d'uranium détruit par unité de temps reste constant et que λ_1, λ_2 soient les constantes radioactives de la substance intermédiaire et du radium. Le nombre R d'atomes de radium formé en un temps t, à partir de l'uranium primitivement exempt des deux substances, est donné pour les petites valeurs de t par la formule

$$R = R_\infty \lambda_1 \lambda_2 \frac{t^2}{2},$$

ou R_∞ est le nombre d'atomes qui correspond à l'équilibre avec l'uranium; dans le cas d'une filiation directe la loi de formation aurait été au début représentée par la formule $R = R_\infty \lambda t$. Les expériences de M. Soddy laissent supposer que la vie moyenne de la substance intermédiaire pourrait être, au minimum, de 35000 ans. Si, au lieu d'une seule substance intermédiaire, on en avait deux ayant des vies moyennes comparables, chacune de ces substances pourrait avoir une vie moyenne beaucoup plus courte que celle calculée dans l'hypothèse précédente.

210. **Découverte de l'ionium.** — Les expériences relatives à la production du radium par l'uranium ayant rendu vraisemblable l'existence d'une substance intermédiaire entre ces corps, la recherche de cette substance a été aussitôt entreprise par M. Rutherford et M. Boltwood. Ces recherches ont été couronnées de succès et ont conduit à la découverte d'un nouvel élément radioactif, l'*ionium*.

Les recherches de M. Debierne avaient montré que l'actinium dégage toujours de petites quantités d'émanation de radium. D'autre part, ce corps est extrait des minerais d'urane, et sa liaison avec l'uranium semble probable. On pouvait donc supposer que l'actinium, dont la vie moyenne est certainement longue, constitue un intermédiaire entre l'uranium et le radium. A la suite d'un travail fait sur la carnotite, M. Boltwood [1] a annoncé qu'effectivement l'actinium donne lieu à la production de radium. Un kilogramme de carnotite était dissous dans l'acide chlorhydrique étendu; la solution était traitée par l'hydrogène sulfuré et, après la séparation des sulfures, additionnée de sel de thorium et précipitée par l'acide oxalique. Les oxalates obtenus étaient dissous, et dans cette solution on mesurait le débit de l'émanation du radium. Ce débit augmentait régulièrement pendant 193 jours, et l'augmentation observée correspondait à la production de $1,6.10^{-8}$ gramme de radium par an.

M. Rutherford [2], examinant la même question, se servait d'actinium préparé par M. Giesel (émanium). Avec $0^g,32$ de ce produit dont l'activité à masse égale était 250 fois plus grande que celle de l'uranium, il observait une augmentation du débit d'émanation correspondant à la production de $2,9.10^{-9}$ gramme de radium par an.

Pour priver la solution du radium qui pouvait y être contenu à l'état de traces, M. Rutherford a précipité l'actinium par le sulfure d'ammonium, et cette opération a été répétée plusieurs fois. La liqueur séparée et précipitée ensuite par l'ammoniaque donnait encore un précipité d'actinium très actif. Le précipité I obtenu par le sulfure d'ammonium et le précipité II obtenu par l'ammoniaque étaient redissous et examinés séparément pendant 250 jours. Dans la portion I, d'activité 9900, on constatait un accroissement du débit d'émanation correspondant à la production de $2,55.10^{-9}$ gramme de radium par an. Dans la portion II, d'activité 6000, on ne constatait aucune production de radium. Puisque les activités des deux portions étaient dues à l'actinium et étaient du même ordre, ce résultat ne pouvait s'expliquer qu'en admet-

---

(1) Boltwood, *Phys. Zeit.*, 1906.

(2) Rutherford, *Phil. Mag.*, 1907.

tant que le radium n'est pas produit par l'actinium, mais par une substance qui se trouve mélangée à celui-ci.

M. Rutherford a d'ailleurs vérifié directement qu'on n'obtient pas de production de radium sur une lame exposée pendant longtemps à l'émanation de l'actinium. La production de radium s'est montrée la même, avec le produit étudié, en absence ou en présence de l'actinium X qui pouvait être séparé par l'ammoniaque. La substance mère du radium ne faisait donc pas partie des dérivés de l'actinium et l'on pouvait penser qu'elle fait partie du même groupe que l'actinium et le thorium.

Cette supposition a été confirmée par les travaux de M. Boltwood [1] qui a montré qu'on peut séparer de l'actinium la substance mère du radium en précipitant la solution des deux substances par l'hyposulfite de sodium. Dans ces conditions la substance cherchée précipite avec le thorium, tandis que l'actinium, d'après M. Boltwood, ne précipiterait pas. Le produit précipité ne donnait plus l'émanation de l'actinium, et sa teneur en radium augmentait régulièrement pendant 600 jours.

La substance nouvelle a été caractérisée par une émission de rayons α dont le parcours mesuré par la méthode des scintillations est environ $2^{cm},8$; ce parcours est donc plus petit que ceux qui ont été observés pour tous les autres groupes de rayons α connus. Cette substance a reçu le nom d'*ionium*.

L'ionium se rapproche surtout du thorium par ses propriétés chimiques. Sa présence dans les sels de thorium du commerce est rendue probable par les expériences de M. Hahn [2], d'après lesquelles la teneur de ces sels en radium augmente avec le temps. Les minerais de thorium contenant toujours de l'uranium, l'ionium qui accompagne ce dernier se trouve entraîné avec le thorium dans le traitement.

D'après M. Hahn l'ionium précipite complètement par l'acide oxalique en présence du thorium, mais n'est pas entraîné dans la précipitation du baryum par l'acide sulfurique.

Les propriétés chimiques de l'ionium sont extrêmement voisines de celles du thorium; plusieurs modes de fractionnement ont été

---

[1] Boltwood, *Ann. Journ. of Sc.*, 1907.

[2] Hahn, *Berichte*, 1907.

essayés en vain pour mettre en évidence une différence entre les deux substances [1]. Il y a aussi une grande analogie de propriétés entre l'ionium et l'uranium X, de sorte que les deux substances sont séparées ensemble. Pour séparer le thorium et l'ionium contenus dans une solution chlorhydrique des terres rares extraites du minerai d'urane, on peut précipiter ces substances par l'hydrate de zinc; la séparation est beaucoup plus complète que celle que l'on obtient par l'hyposulfite de sodium, et la séparation du zinc s'obtient en précipitant par la soude la dissolution acide du précipité obtenu.

Quand une grande quantité de sel d'urane est traitée pour l'extraction de l'uranium X, on constate qu'après destruction de ce dernier la matière qui le contenait conserve une faible activité constante pouvant être attribuée à l'ionium; cette substance se trouve donc en faible proportion dans les sels d'urane purifiés. Cette circonstance rend difficile l'interprétation des expériences de M. Soddy sur la formation du radium dans les sels d'urane.

211. Vie moyenne du radium et de l'uranium. — La connaissance de la vitesse de production du radium dans un minerai d'urane et de la quantité de radium qui correspond à l'équilibre avec l'uranium, permet de déterminer la constante radioactive du radium. Si, en effet, on désigne par λ cette constante, par q_∞ la quantité de radium associée à l'uranium dans le minerai, par Δ la quantité de radium produite par unité de temps, on a la relation

$$q_\infty = \frac{\Delta}{\lambda}.$$

La valeur de q_∞ peut être calculée pour une certaine quantité de minerai d'urane d'après la teneur en uranium, en supposant connu le rapport entre le radium et l'uranium. La valeur de Δ a été l'objet d'une détermination directe faite par M. Boltwood [2].

On ne peut déterminer Δ directement sur le minerai puisque celui-ci a atteint l'équilibre de régime; il est donc nécessaire d'extraire tout le radium du minerai, tout en laissant intégrale-

---

[1] Keetman, *Thèse de doctorat*, Berlin, 1909.
[2] Boltwood, *Amer. Journ. of Sc.*, 1908.

ment l'ionium. On peut encore extraire, aussi complètement que possible, l'ionium contenu dans une quantité donnée de minerai et, sur cet ionium à peu près dépourvu de radium, observer la vitesse de production de ce dernier corps. C'est cette méthode qui a été utilisée. Il est difficile d'obtenir une séparation très complète de l'ionium. Dans le traitement du minerai on obtient fréquemment des précipités et des résidus insolubles. Voici la description de l'expérience qui a donné à ce sujet le meilleur résultat.

Le minerai utilisé était une uraninite très pure et exempte de traces de produits d'altération secondaires (provenance de North Carolina). Une quantité de ce minerai de 40^g a été chauffée avec de l'acide azotique étendu, et la solution a été évaporée à sec. Le résidu humecté par quelques gouttes d'acide azotique étendu était repris par l'eau chaude, et la solution était filtrée. Le résidu insoluble ne pesait que $0^g,0663$, soit 0,17 pour 100 de la matière totale; il se composait principalement de silice, et son activité ne dépassait pas celle de 1^{mg} d'uranium. La solution a été traitée par l'hydrogène sulfuré, et les sulfures ont été séparés; l'hydrogène sulfuré était alors chassé par l'ébullition, et une solution de 10^g d'acide oxalique était ajoutée. Après dépôt complet, les oxalates formés ont été séparés; l'eau mère a été évaporée à sec, et le résidu calciné jusqu'à destruction de l'acide oxalique; ce résidu a été dissous dans l'acide azotique, la solution a été évaporée à sec, et le résidu de nitrates a été repris par l'éther pur et sec pour extraire l'azotate d'uranium. La partie insoluble dans l'éther était traitée par l'acide chlorhydrique étendu, et à la solution on ajoutait une solution de 5^g d'acide oxalique ; les oxalates ains obtenus ont été réunis avec ceux obtenus dans la première précipitation. Les oxalates ont été ensuite transformés en oxydes, puis en chlorures, et la solution de ces derniers a été précipitée par l'ammoniaque. La dissolution des hydrates et leur précipitation à nouveau par l'ammoniaque ont été répétées trois fois. Les hydrates ainsi purifiés ont été dissous dans l'acide chlorhydrique étendu, et la solution a été soumise à l'examen au point de vue de la production du radium.

Si la vitesse de production du radium est constante et égale à Δ, si q_0 est la quantité de radium qui se trouve dans la solution à l'origine du temps et λ', la constante de l'émanation que l'on

considère comme très grande par rapport à celle du radium, la quantité d'émanation accumulée dans la solution après un temps t est proportionnelle à l'expression

$$q_0(1 - e^{-\lambda t}) + \Delta t\left(1 - \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t}\right).$$

En effectuant la mesure pour différentes valeurs de t, on obtient des relations entre q_0 et Δ, et l'on peut déterminer ces deux quantités. La valeur de la constante λ du radium est ensuite donnée par la formule $q_\infty = \frac{\Delta}{\lambda}$, où q_∞ est la quantité de radium associée à l'ionium et à l'uranium dans la portion de minerai utilisée pour l'expérience. Si l'on a dosé l'uranium contenu dans le minerai, la quantité de radium peut se calculer en admettant une teneur connue en radium par gramme d'uranium. Toutefois la connaissance de cette teneur n'est pas nécessaire, car pour connaître le rapport $\frac{\Delta}{q_\infty}$, il suffit de comparer ces deux quantités à une même quantité de radium en valeur relative; par conséquent la valeur obtenue pour λ n'est pas affectée par les erreurs possibles sur l'étalonnage de la solution de comparaison, dont la teneur en radium est supposée connue, mais qui ne sert qu'à indiquer la sensibilité de l'appareil de mesures en valeur relative.

Voici les résultats expérimentaux obtenus dans l'expérience dans laquelle l'extraction de l'ionium du minerai était considérée comme la plus complète. La quantité de radium contenue au début dans la solution était $0,067 . 10^{-9}$ gramme; l'accroissement de la teneur en radium, observé pendant une période de 147 jours, était de $3,72 . 10^{-9}$ gr. par an. La teneur du minerai en uranium était de 78,5 pour 100; 40^g de ce minerai contenaient $1,07 . 10^{-5}$ gr. de radium. On obtient ainsi

$$\lambda = 3,48 . 10^{-4} \frac{1}{\text{an}}, \qquad T = 1990 \text{ ans}.$$

Plusieurs autres expériences, faites avec des minéraux moins bien choisis, ont donné des valeurs de T plus élevées, dont la plus grande est 3100 ans. On considérait que l'extraction de l'ionium, en ce cas, n'était pas complète, et cette supposition était confirmée par la comparaison de l'activité de l'ionium, contenu

dans les solutions qui ont servi pour les expériences, à l'activité de l'uranium avec lequel cet ionium se trouve associé dans le minerai. Quand l'équilibre de régime radioactif est atteint, le rapport des activités doit être constant. La comparaison a été faite dans des conditions bien définies, et les expériences, dont la description va suivre, ont montré que l'activité de l'ionium constitue dans les conditions de l'expérience la fraction 0,35 de celle de l'uranium avec lequel il est associé. En mesurant l'activité de l'ionium pour les solutions utilisées, on peut donc en déduire la quantité d'uranium qui correspond dans le minerai à cette quantité d'ionium, et par suite aussi la quantité de radium correspondante. Dans les solutions, l'ionium se trouve avec le thorium; en tenant compte de l'activité de ce dernier, qui est proportionnellement faible, et en calculant pour chaque solution, d'après l'activité ainsi corrigée, la quantité q_∞ de radium, on trouve des valeurs de λ assez voisines, et dont la moyenne $\lambda = 3,42 . 10^{-4}$ est en bon accord avec la valeur qui résulte de la meilleure détermination expérimentale. M. Boltwood a conclu de ses expériences que la valeur de λ est environ $3,48 . 10^{-4} \frac{1}{\text{an}}$, d'où pour la période T environ 2000 ans et pour la vie moyenne environ 2900 ans. La valeur de la période ainsi trouvée par voie expérimentale est peu éloignée de celle qui a été prévue par M. Rutherford à la suite de considérations théoriques sur l'émission de particules α par le radium (§ 188). Cette concordance constitue une confirmation remarquable des hypothèses faites sur le mode de la désintégration atomique.

La connaissance de la vie moyenne du radium permet de prévoir celle de l'uranium. Puisque l'activité du radium au minimum d'activité est à masse égale $1,3 . 10^6$ fois plus grande que celle de l'uranium, et que les parcours des particules α du radium et de l'uranium sont peu différents, le nombre $1,3 . 10^6$ mesure aussi le rapport des nombres de particules α émises respectivement par un gramme de radium et par un gramme d'uranium pendant le même temps. Si l'émission d'une particule α correspondait à la destruction d'un atome, la période de l'uranium serait donc égale à $2000 \times 1,3 . 10^6$, soit $2,6 . 10^9$ ans.

On peut aussi évaluer la période T de l'uranium, en admettant qu'à l'état d'équilibre radioactif avec le radium, les nombres

d'atomes des deux substances sont entre eux comme les inverses des constantes radioactives ou comme les périodes. Le rapport des poids de radium et d'uranium est donc alors égal à $\frac{226}{238}\,\frac{2000}{T}$. Si l'on admet que ce rapport est égal à $3,5.10^{-7}$, on trouve

$$T = 5,5.10^{9} \text{ ans.}$$

Ce nombre est à peu près le double de celui trouvé par la méthode précédente, ce qu'on pourrait expliquer en admettant qu'un atome d'uranium donne lieu à la production de deux particules α, soit directement, soit par l'intermédiaire de dérivés encore inconnus.

212. **Activité des minerais d'urane.** — L'activité relative des différentes substances dans un minerai d'uranium a été déterminée par M. Boltwood [1]. On mesurait l'ionisation produite par une pellicule très mince de matière; l'activité était proportionnelle à la masse de matière employée. Les dimensions de la chambre d'ionisation étaient telles que, dans tous les cas, les rayons α étaient complètement absorbés par l'air de la chambre.

Une première série d'expériences a été faite pour évaluer la proportion d'uranium dans les minerais et l'activité des minerais par gramme d'uranium. Comme les minerais contiennent aussi du thorium, il était nécessaire de doser celui-ci et de faire une correction correspondante. Une autre correction résulte de ce que les minéraux perdent de l'émanation du radium, et qu'il faut ramener leur activité à la valeur qu'elle aurait si l'émanation restait entièrement occluse.

L'uranium était séparé suivant les méthodes ordinaires de l'analyse. La principale partie de l'opération consiste à dissoudre le minerai dans l'acide azotique étendu, à séparer les corps précipitables par l'hydrogène sulfuré et à traiter les azotates restants secs par l'éther pur et sec afin d'extraire l'azotate d'urane. L'uranium était dosé à l'état d'oxyde U^3O^8.

Le thorium se trouve avec les azotates insolubles dans l'éther et peut être précipité de leur solution par l'acide oxalique. Ces oxalates contiennent aussi les autres terres rares et l'ionium. Le thorium était séparé en utilisant la solubilité de son oxalate dans l'oxalate d'ammonium en excès.

---

[1] Boltwood, *Amer. Journ. of Science*, 1908.

L'activité de l'uranium pur était évaluée en utilisant une pellicule étalon préparée avec de l'oxyde U^3O^8 très pur en quantité connue. L'activité du thorium contenu dans les minéraux était évaluée en utilisant une pellicule préparée avec une thorite qui contenait 52 pour 100 d'oxyde de thorium et 0,37 pour 100 d'uranium seulement. Sachant qu'un gramme d'uranium dans le minerai a une activité environ 4,5 fois plus grande qu'un gramme d'uranium pur, on peut calculer la fraction de l'activité totale qui est due à l'uranium et qui n'est égale qu'à 3 pour 100 dans le cas de la thorite considérée. On peut alors déduire l'activité qui, par gramme de minerai, est attribuable au thorium accompagné de ses dérivés.

La proportion de l'émanation qui s'échappe à l'état solide était déterminée pour chaque minerai. Il en résulte une correction qu'on peut calculer, quand on connaît l'activité minimum du radium contenu dans le minerai et la loi suivant laquelle varie l'activité du radium avec la quantité d'émanation accumulée. Ce dernier point a fait l'objet d'une recherche spéciale.

Les minerais examinés ont été plusieurs uraninites, la carnotite, la thorianite. Toutes corrections faites, l'activité par gramme d'uranium s'est montrée constante et 4,7 fois plus grande que celle d'un gramme d'uranium dans un sel pur. Ce nombre diffère de 4 pour 100 environ du nombre indiqué par MM. Mc Coy et Ross. La valeur trouvée pour la carnotite est inférieure aux autres, mais pour ce minerai les conditions ne sont pas bonnes, parce qu'étant très perméable il perd beaucoup d'émanation et qu'il est exposé à l'action de l'infiltration des eaux.

Les résultats obtenus sont représentés dans le Tableau suivant :

	Uranium.	Thorium.	$\frac{\text{Activité par gr. U}}{\text{Activité gr. U}}$.	Correction pour l'émanation perdue.
	pour 100	pour 100		pour 100
Uraninite.....	77,2	6,0	4,70	0,6
»	77,7	6,1	4,68	1,1
»	78,5	1,9	4,67	6,2
»	75,8	1,9	4,73	6,1
»	66,7	0,0	4,68	2,8
Carnotite.....	49,0	0,0	4,39	16,2
»	43,1	0,0	4,50	5,5
Thorianite.....	12,5	78,8	4,72	0,4

L'activité d'une quantité connue de radium dans le même appareil de mesures a été évaluée en utilisant comme source de rayons une pellicule très mince de sel de radium, obtenue par évaporation d'une solution de teneur connue. Connaissant d'autre part la quantité d'uranium qui correspond dans les minéraux à cette quantité de radium, on trouve que le rapport de l'activité minimum du radium à celle de l'uranium dans un minerai est égal à 0,45.

Dans le même appareil l'activité du radium en équilibre avec l'émanation et le dépôt actif est 5,64 fois plus grande que l'activité minimum, ainsi qu'il résulte de mesures faites en tenant compte de la perte d'émanation par le sel solide. Par conséquent l'activité du radium dans les minéraux qui n'éprouvent pas de perte d'émanation appréciable doit être dans le rapport $0,45 \times 5,64$, soit 2,54 à celle de l'uranium, et sur ce rapport la partie 0,45 correspond au radium seul, et la partie 2,09 à l'émanation accompagnée du radium A, du radium B et du radium C. M. Boltwood a essayé de récolter le dépôt actif d'une quantité donnée d'émanation et de déterminer son activité; le dépôt actif était reçu pendant 4 heures sur une plaque chargée négativement, et son activité était ensuite mesurée en fonction du temps; cette activité ne constituait que 60 pour 100 environ de celle qui pouvait être prévue d'après les parcours des particules α, ce qui résulte de ce fait que le dépôt actif n'a pu être complètement extrait du gaz dans lequel il était formé.

Pour évaluer l'activité du polonium, M. Boltwood séparait ce corps des sulfures précipitables par l'hydrogène sulfuré dans la solution acide du minerai. Ces sulfures ayant été dissous dans l'acide azotique, on séparait le plomb à l'état de sulfate; la solution restante était précipitée par l'ammoniaque; les hydrates obtenus étaient redissous dans l'acide chlorhydrique, et dans la solution on laissait plonger un bouton de bismuth qui récoltait le polonium pendant plusieurs jours. Si le bismuth est maintenu en rotation, le dépôt est fait en quelques heures. Dans d'autres expériences la solution était versée dans un vase au fond duquel on plaçait une plaque de cuivre; on agitait la solution et le polonium se déposait sur la plaque. Un peu de polonium est entraîné avec le sulfate de plomb. La séparation du polonium ne se fait pas facilement d'une manière complète; elle est meilleure quand on additionne

la solution du minerai d'un peu de bismuth. Les nombres obtenus pour le rapport de l'activité du polonium à celle de l'uranium dans les minéraux varient entre 0,33 et 0,46. La valeur du même rapport, prévue d'après le parcours des particules α du polonium, est 0,49. On peut remarquer que la teneur en polonium est nécessairement diminuée pour les minéraux qui dégagent de l'émanation.

La séparation de l'ionium est également une opération difficile. Pour la réaliser on entraîne d'abord l'ionium en ajoutant du thorium à la solution du minerai après la séparation des sulfures, et en séparant ensuite ce thorium et les autres terres rares à l'état d'oxalates. Le précipité des terres rares est soumis à des traitements de purification, puis la solution chlorhydrique est maintenue en ébullition avec de l'hyposulfite de sodium jusqu'au départ de l'acide sulfureux; le précipité contenant du soufre est traité par l'acide chlorhydrique étendu et reprécipité encore une fois par l'hyposulfite de sodium; ce second précipité fortement calciné sert pour les mesures. Les pellicules préparées avec cette substance augmentent d'abord d'activité pendant un mois en raison de la formation de thorium X; l'activité diminue ensuite lentement par suite de la destruction du radiothorium qui ne se trouve pas en équilibre dans le sel de thorium ayant servi pour l'entraînement et ne contenant pas de mésothorium. On tient compte de l'activité du thorium qui est déterminée directement sur le sel de thorium et l'on trouve pour le rapport des activités de l'ionium et de l'uranium dans les minerais la valeur 0,35. L'ionium préparé par la méthode indiquée est considéré comme exempt d'actinium. Dans d'autres expériences on supprimait la précipitation par l'hyposulfite de sodium; l'actinium restait alors avec l'ionium, et l'activité augmentait régulièrement. Aussitôt après la séparation, l'activité initiale, considérée comme due à l'ionium seul, a la même valeur que celle qui résulte des expériences où l'actinium est séparé.

L'actinium reste dans la solution des terres rares après la précipitation du thorium et de l'ionium par l'hyposulfite de sodium. Les terres rares contenues dans cette solution sont transformées en hydrates, puis en oxydes. L'activité, presque nulle au début, augmente peu à peu et atteint une limite après 4 mois; la courbe

d'accroissement correspond à celle qui est observée pour l'actinium privé de ses dérivés. L'activité de l'actinium ainsi évaluée n'est que 0,14 de celle de l'uranium, tandis que le rapport déduit de l'accroissement d'activité des pellicules contenant l'actinium avec l'ionium était trouvé égal à 0,42 et à 0,36 dans deux expériences différentes. La séparation quantitative de l'actinium est donc une opération difficile.

En résumé les activités relatives des différentes substances sont les suivantes :

Uranium	1,00
Ionium	0,35
Radium	0,45
Émanation, Radium A, Radium B, Radium C	2,10
Polonium	0,46
	4,36

Si l'on admet que le rapport de l'activité d'un gramme d'uranium dans le minerai et d'un gramme d'uranium dans les sels d'urane est environ 4,7, on voit que la proportion de l'activité attribuable à l'actinium est environ 0,3, en admettant qu'il existe un rapport constant entre les proportions d'uranium et d'actinium dans les minéraux.

On peut remarquer que, conformément à une remarque qui a déjà été faite, l'activité de l'uranium dans les minéraux est environ le double de celle du radium, de sorte que le nombre des particules α émises par l'uranium est environ deux fois plus grand que le nombre des particules α émises par la quantité correspondante de radium. Quant à l'activité de l'ionium, elle est dans un rapport normal avec celle du radium, le parcours des particules α de l'ionium étant notablement plus court que celui des particules α du radium.

M. Boltwood a constaté qu'un minerai, qui a été chauffé au rouge clair et rendu ainsi imperméable à l'émanation, donne après un mois la même activité par gramme d'urane qu'un minerai non chauffé, ce qui prouve que le polonium n'est pas notablement volatilisé dans ces conditions.

L'activité de l'actinium dans les minéraux n'est pas en accord

avec la supposition que l'actinium puisse être compris dans la suite des termes procédant par filiation directe de l'uranium. En effet, en ce cas l'activité de l'actinium dans les minerais, devant correspondre à l'émission d'au moins 4 particules α, serait beaucoup plus grande que celle que donne l'expérience. Comme, d'autre part, une relation entre l'uranium et l'actinium est probable, l'actinium pourrait faire partie d'une chaîne latérale formée à partir de l'uranium en même temps que celle qui comprend l'ionium et le radium. Les essais directs, faits en vue de mettre en évidence la formation d'actinium à partir de l'uranium, n'ont pas donné jusqu'ici de résultat positif [1].

213. **Produits extrêmes de la destruction des éléments radioactifs. Age des minéraux.** — Les phénomènes radioactifs comportent l'émission de particules α et de particules β. L'émission de particules α correspond probablement dans tous les cas à un dégagement d'hélium; l'expulsion d'une particule α ne peut avoir lieu sans entraîner la destruction de l'atome. Quant à l'émission d'une particule β, il est possible qu'elle puisse se produire sans que le poids de l'atome et sa nature éprouvent une altération profonde.

L'hélium constitue l'un des produits extrêmes de la destruction des éléments radioactifs, et c'est jusqu'à présent le seul de ces produits qui soit connu.

L'étude de la teneur des minéraux en hélium a été faite par M. Strutt [2]. Les recherches ont porté sur les minéraux radioactifs proprement dits et sur les minéraux ordinaires. Le minerai pulvérisé était décomposé en tube scellé à la température de 200° en présence d'acide sulfurique concentré; cette opération est quelquefois très longue. Les gaz formés étaient extraits, mélangés avec l'oxygène et soumis à l'action de l'étincelle en présence de soude; l'oxygène était ensuite absorbé par barbotage du gaz dans du phosphore fondu. Le résidu gazeux était considéré comme formé d'hélium. Dans d'autres expériences le minerai était simplement chauffé au rouge en vase clos; les gaz dégagés étaient soumis à l'action de réactifs absorbants appropriés; le

---

(1) Soddy et Mackenzie, *Phil. Mag.*, 1907.

(2) Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, 1905, 1908, 1909.

résidu formé d'azote et de gaz rares était soumis à l'action de la décharge électrique en présence d'oxygène et de potasse, puis à l'action absorbante du charbon à basse température; l'argon, presque toujours présent, était absorbé et le résidu gazeux donnait le spectre de l'hélium.

Tous les minéraux radioactifs contiennent de l'hélium, mais la proportion de ce gaz est assez variable. Le minerai le plus riche en hélium est la thorianite qui en contient 9^{cm^3} par gramme. L'orangite n'en contient qu'environ $0^{cm^3},11$ par gramme, et il en est de même pour la pechblende et la chalcolite qui sont relativement riches en radium. En général, il y a simultanément présence de corps radioactifs et d'hélium dans les minéraux. La seule exception connue est le béryl qui contient une proportion relativement forte d'hélium (environ $0^{cm^3},017$ par gramme), sans manifester une radioactivité appréciable.

On sait actuellement que tous les minéraux et roches de la croûte terrestre contiennent une proportion extrêmement faible de radium (§ 224); ils doivent donc aussi contenir de l'uranium. D'autre part, le thorium est également présent à l'état de traces. Tous ces minéraux contiennent des traces d'hélium, et il semble que la proportion de ce gaz soit conforme à la teneur en corps radioactifs, sauf dans le cas exceptionnel du béryl.

Quand l'hélium est produit par la destruction de radioéléments il peut soit s'échapper en partie du minerai; soit, si celui-ci est compact, y rester entièrement occlus. L'hélium s'accumule en ce cas dans le minerai, et cette accumulation n'est pas limitée par un phénomène de destruction spontanée; la teneur en hélium dépend donc de la vitesse de production et du temps pendant lequel sa formation a eu lieu dans le minerai.

M. Rutherford a émis la supposition que le plomb pouvait être le produit final de la destruction du radium. Le poids atomique du plomb est en effet très voisin du nombre 206,5 qu'on obtient en retranchant du poids atomique du radium le poids des 5 particules α émises lors des transformations successives, soit $4 \times 5 = 20$. Le plomb est d'ailleurs, en général, présent dans les minéraux radioactifs. Si l'hypothèse est exacte, ce corps doit s'accumuler dans les minéraux.

M. Boltwood [1] a fait une étude des minéraux primaires inaltérés; il a constaté que le rapport des proportions de plomb et d'uranium varie entre 0,04 et 0,25. Les minéraux de même provenance donnent sensiblement le même rapport; ceux pour lesquels le rapport est plus petit peuvent être considérés comme de formation plus récente. On peut aussi remarquer que si l'hélium était dû seulement à la destruction de l'uranium, et s'il en était de même du plomb, les quantités d'hélium et de plomb devraient être proportionnelles dans les minéraux dans lesquels l'hélium est resté occlus, et leur rapport serait celui des nombres 32 et 206. La proportion d'hélium réellement observée n'est jamais, d'après M. Boltwood, supérieure à celle ainsi calculée.

On peut cependant remarquer que, d'après M. Marckwald, le plomb est absent de l'autunite ou ne s'y trouve qu'à l'état de traces [2].

On peut espérer établir directement quelle est la nature de la substance inactive qui constitue le dernier terme dans la famille du radium. Le spectre de cette substance doit apparaître dans le spectre des produits très concentrés en polonium, lors de la destruction de celui-ci. De plus cette substance doit être projetée par le polonium, en vertu du phénomène de recul lié à l'émission des particules α, et l'on peut essayer de la recueillir en utilisant cette projection.

La teneur des minéraux en hélium peut fournir un procédé d'évaluation approchée de l'âge des minéraux.

La production annuelle d'hélium par un gramme de radium en équilibre radioactif avec l'émanation et la radioactivité induite à évolution rapide est approximativement connue et voisine de 160^{mm}. Cette production représente l'émission de 4 groupes de rayons α. Le radium étant considéré comme un dérivé de l'uranium, la transformation d'un atome d'uranium en atome de radium, peut encore comporter l'émission de 3 particules α, dont deux sont attribuées actuellement à l'uranium et une à l'ionium. L'activité relative de l'uranium, de l'ionium et du radium dans les minerais

---

(1) Boltwood, *Amer. Jour. of Sc.*, 1907.

(2) Marckwald, *Ber. d. d. chem. Ges.*, 1908.

d'urane est conforme à l'hypothèse qu'à l'état d'équilibre radioactif les nombres de particules α émises par le radium au minimum d'activité et l'ionium sont les mêmes, tandis que le nombre des particules émises par l'uranium est double. Enfin un groupe de particules α est émis par le polonium, descendant du radium dans la série des composants de la radioactivité induite à évolution lente; d'après l'activité du polonium dans le minerai on peut penser que ce groupe comporte l'émission du même nombre de particules que chacun des autres groupes relatifs au radium et à ses dérivés. Par conséquent la production d'hélium par un gramme d'uranium en équilibre radioactif avec l'ionium, le radium et les dérivés de celui-ci est relative, d'après nos connaissances actuelles, à l'émission de 8 groupes de rayons α contenant tous le même nombre de particules; pour obtenir le volume de l'hélium produit, il faut donc doubler la valeur de ce volume qui correspond aux 4 premiers groupes du radium. Si un gramme d'uranium est accompagné de $3,4.10^{-7}$ gramme de radium, on trouve ainsi pour la production annuelle d'hélium par gramme d'uranium

$$160 \times 3,4.10^{-7} = 2\ \text{mm}^3, \qquad \text{soit} \qquad 1,08.10^{-7}\ \text{cm}^3.$$

Si l'on considère un minerai d'urane contenant peu de thorium, et si l'on admet que la production d'hélium est restée constante depuis la formation du minerai, et que l'hélium produit s'y trouve entièrement à l'état occlus, l'âge du minerai se déduit très simplement de la mesure de la teneur en hélium. On trouve ainsi pour la fergusonite, qui contient 7 pour 100 d'uranium et $1^{\text{cm}^3},8$ d'hélium par gramme, un âge d'environ $2,4.10^8$ ans. Ce mode de calcul ne s'applique pas aux minerais riches en thorium, comme la thorianite, dans lesquels la production d'hélium ne peut être attribuée seulement à l'uranium et à ses dérivés. De plus, si la production d'hélium va en diminuant, l'âge du minerai peut être moins élevé; s'il y a eu de l'hélium dégagé, il peut être plus élevé.

D'après M. Strutt, même les minéraux très compacts, tels que la thorianite, dégagent de l'hélium à la température ordinaire, mais on peut penser que les conditions qui déterminent l'occlusion de ce gaz ont pu être modifiées.

On peut aussi essayer de mesurer directement la vitesse de production d'hélium dans un minerai. Des recherches à ce sujet

ont été faites par M. Strutt qui a trouvé pour la thorianite une production de $3,7.10^{-8}$ centimètre cube par gramme et par an; d'où, pour l'âge de ce minerai qui contient 9^{cm^3} d'hélium par gramme, une valeur de l'ordre de 240 millions d'années, en admettant que l'hélium est resté occlus et que sa production a été constante. Dans une solution de pechblende la production observée était égale à $10,4.10^{-8}$ cm^3 par gramme de U^3O^8 et par an; ce nombre n'est pas éloigné de celui que fait prévoir la théorie pour un minerai d'urane, et qui est égal à $9,2.10^{-8}$ cm^3 par gramme de U^3O^8 et par année [1].

Les temps trouvés pour l'âge des minéraux sont de l'ordre de ceux que l'on considère en géologie. Quand l'étude de la désagrégation des radioéléments sera plus complète, on pourra probablement en retirer des renseignements de grande valeur relativement à l'évolution des minéraux.

L'occlusion de l'hélium semble être un phénomène analogue à une dissolution. Quand un minerai est chauffé au rouge, l'hélium s'en dégage en grande partie, mais le dégagement n'est complet que lorsque le minerai est dissous. Ce fait peut être rapproché de l'observation d'après laquelle l'hélium traverse la paroi d'un tube de quartz vers 500°.

214. Liste de minéraux radioactifs. — Voici une liste des minéraux radioactifs les plus importants, avec indication de leur composition et de leur provenance [2].

---

(1) STRUTT, *Nature*, 1909.
(2) *Jahrbuch d. Rad.*, t. II; *Le Radium*, 1909.

	Composition chimique.	Provenance.
Uraninite (pechblende). Variétés : clévéite, bröggerite, nivénite, coracite.	Minerai d'oxyde d'urane U^3O^8, contient aussi du plomb, de la silice, des terres rares et des gaz rares. Uranium 50 à 80 p. 100. Thorium 0 à 10 p. 100.	Se trouve dans les roches granitiques; granite, syénite, pegmatite : Norvège, Suède, Caroline du Nord (Mitchell), Connecticut (Branchville), ou en filons voisins des roches granitiques; Erzgebirge (St-Joachimsthal, Johanngeorgenstadt et autres localités de Bohême et de Saxe), Cornwall, Colorado, Dacota du Sud.
Gummite.	Oxyde d'urane hydraté contenant de la silice et du plomb. Uranium 50-65 p. 100.	Produit d'altération de la pechblende trouvé dans les filons de cette dernière.
Uranophane (uranotil).	Oxyde d'urane hydraté contenant de la silice et de la chaux. Uranium envir. 50 p. 100.	Produit d'altération de la pechblende trouvé dans les roches granitiques et dans les filons.
Cuprouranite (chalcolite, torbernite).	Phosphate double de cuivre et d'uranyle hydraté. Uranium envir. 50 p. 100.	Produit d'altération de la pechblende trouvé dans les filons; Erzgebirge, Cornwall, Saint-Yriex près Limoges.
Autunite.	Phosphate double d'uranyle et de calcium hydraté. Uranium envir. 50 p. 100.	Produit d'altération de la pechblende trouvé dans les granites uranifères; Erzgebirge, Cornwall, Autun, Philadelphia, Tonkin.
Carnotite.	Vanadate d'uranium et de potassium. Uranium envir. 50 p. 100.	Se trouve dans les roches sédimentaires poreuses, Colorado et Utah.
Uranosphærite.	Oxyde d'uranium et de bismuth hydraté. Uranium envir. 50 p. 100.	Produit d'altération de minerais d'urane; Saxe.

Uranospinite.	Arséniate d'uranium et de calcium hydraté. Uranium 49 pour 100.	Produit d'altération de minerais d'urane; Saxe.
Zeunérite.	Arséniate de cuivre et d'uranyle. Uranium envir. 50 p. 100.	Produit d'altération de la pechblende; Joachimsthal.
Uranocircite.	Phosphate de baryum et d'uranyle hydraté. Uranium 46 pour 100.	Produit d'altération de minéraux d'urane dans les granites uranifères.
Phosphuranylite.	Phosphate d'uranyle. Uranium envir. 60 p. 100.	
Pyromorphite.	Chlorophosphate de plomb contenant du radium.	En filons, Issy-l'Évêque.
Thorite, orangite, uranothorite.	Silicate de thorium contenant de l'uranium. Thorium 40 à 50 p. 100. Uranium 1 à 10 p. 100.	Constituants primaires des roches granitiques, Norvège (Arendal).
Thorianite.	Oxyde de thorium et d'uranium, terres rares, plomb et hélium. Uranium 9 à 10 pour 100. Thorium 65 pour 100.	Constituant primaire des roches granitiques, à Ceylan.
Thorogummite.	Silicate de thorium et d'uranium hydraté. Uranium 18 pour 100. Thorium 36 pour 100.	Texas.

	Composition chimique.	Provenance.
Samarskite.	Niobate et tantalate des terres rares et d'uranium. Uranium 8 à 10 pour 100.	Constituant primaire des roches granitiques, Oural, Caroline du Nord, Suède.
Fergusonite.	Niobate et tantalate des terres rares. Uranium 1 à 7 pour 100.	Constituant primaire des roches granitiques, Norvège, (Arendal), Caroline du Nord.
Euxénite.	Niobate et titanate des terres rares. Uranium 3 à 10 pour 100.	Constituant primaire des roches granitiques, Norvège (Arendal), Caroline du Nord.
Monazite.	Phosphate de terres cériques. Uranium 0 à 5 pour 100. Thorium 7 à 30 pour 100.	Constituant primaire des roches granitiques, Caroline, Brésil.
Xénotime.	Phosphate d'yttrium. Uranium jusqu'à 30 p. 100.	Produit d'altération d'un minéral contenu dans les roches granitiques, Brésil.
Aeschynite.	Niobate et titanate de terres rares. Uranium 0,33 pour 100. Thorium 0 à 20 p. 100.	Constituant primaire des roches granitiques, Oural, Norvège, Brésil.

Les minéraux radioactifs sont tous des constituants ou des dérivés de roches éruptives granitiques; ils peuvent être partagés en classes. Les minéraux les plus anciens ou primaires sont ceux qui sont restés inaltérés dans les roches originaires: les granites, les syénites, les pegmatites dans la Norvège du Sud, dans l'Oural, dans le Dacota du Nord, en Texas. Tels sont la fergusonite, la monazite, l'aeschynite, la thorite, la thorianite (Ceylan), la samarskite, etc. Ces minéraux ne se trouvent nulle part en grande quantité, mais certains d'entre eux sont très répandus. Les roches granitiques et les autres roches éruptives possèdent une très faible radioactivité et la présence de radium à l'état de dilution extrême a pu y être constatée; mais la formation de minéraux où les radioéléments se sont concentrés semble n'avoir eu lieu que dans les roches granitiques. Cette formation est attribuée à l'action de la vapeur d'eau chaude, chargée de matière minérale, sur la roche plus ou moins solidifiée.

Une autre classe de minéraux radioactifs doit sa formation à l'action des eaux sur les roches contenant les minéraux primaires; cette action a donné lieu à la formation de minéraux nouveaux, soit dans la roche d'origine; soit, après abandon de celle-ci, dans des roches voisines. Parmi ces minéraux, il en est pour lesquels une grande concentration en uranium a été réalisée; leurs principaux représentants sont les uraninites (pechblendes). En Bohême et en Saxe la pechblende a formé des filons dans la dolomie et le quartz ou dans l'ardoise voisine du massif granitique. D'autres uraninites, dont l'origine est considérée comme beaucoup plus ancienne, se sont formées dans les roches primaires où elles se trouvent parfois en beaux cristaux; elles s'y trouvent associées à des minéraux primaires.

La pyromorphite radifère doit probablement aussi son origine à l'action des eaux sur un minéral contenant de l'uranium et du radium. Ce minéral se trouve en filons non loin des gisements de minerais d'urane d'Autun.

Enfin, une dernière classe de minéraux comprend ceux qui se sont formés à partir des minéraux des deux classes précédentes par l'action des agents atmosphériques. Ces minéraux: chalcolite, autunite, gummite, uranophane, etc., accompagnent, en général, les uraninites dans les roches granitiques ou les filons. Toutefois

certains des minéraux radioactifs primaires se sont montrés plus réfractaires à l'action des agents atmosphériques que leur roche d'origine, et lors de la destruction de celle-ci, ils se sont accumulés dans les sables; c'est là l'origine des sables monazités qui sont la source principale du thorium du commerce.

Certains minéraux particuliers ont aussi été signalés. Ainsi la cotunnite du Vésuve, un minerai de plomb, contient, d'après M. Rossi [1], du radium D, du radium E et du radium F sans radium. L'activité de ce minerai atteint 50 pour 100 de celle de l'uranium. M. v. Borne a signalé un minerai d'oxyde d'étain radioactif qui dérive probablement de roches granitiques voisines. Enfin le cinabre des environs de Belgrade et d'Idria est radioactif.

La dissémination des minéraux radioactifs par suite de la destruction des roches primaires dans lesquelles ils sont contenus peut donner sinon totalement, du moins en partie, l'explication de la dissémination de traces de radioéléments à la surface de la terre.

215. **Remarques sur les familles des radioéléments.** — On peut observer que le caractère général des transformations radioactives est le même dans toutes les familles. La transformation semble toujours se faire de telle manière qu'une substance radioactive donne lieu à la formation d'une seule substance radioactive; en aucun cas la production simultanée de deux radioéléments à partir de la même substance mère n'a encore été observée. Il est possible cependant qu'on soit amené à considérer des cas de ce genre; la question se pose, en particulier, pour la filiation de l'actinium à partir de l'uranium.

En général, la transformation a pour effet de produire des éléments de moins en moins électropositifs suivant la série de Volta. Les constantes radioactives ont toutes des valeurs différentes, et l'on n'en connaît pas encore qui aient la même valeur pour deux substances manifestement distinctes. Les valeurs les plus voisines sont celles obtenues pour l'émanation du radium et le thorium X, mais ces valeurs ne sont pas identiques.

Les principaux radioéléments dont le poids atomique est connu représentent en même temps les éléments dont le poids atomique

---

[1] Rossi, *Le Radium*, 1908.

est le plus élevé (Th = 232, Ur = 239, Ra = 226,5). Il semble que les atomes de grand poids dont la structure est probablement compliquée soient en même temps les moins stables. Toutefois le degré de radioactivité n'est pas en relation avec la grandeur du poids atomique.

La théorie des transformations radioactives sous sa forme actuelle prévoit environ 30 radioéléments dont 3 gazeux et les autres solides. On ne voit pas encore facilement de quelle manière ces éléments pourraient être introduits dans la classification périodique. On ne se rend pas compte non plus des causes qui déterminent les transformations et leur rapidité relative.

Le plus souvent, dans une famille, le parcours des rayons α émis est d'autant plus grand que la transformation est plus rapide. La production de rayons β de grande vitesse accompagne de préférence les transformations très rapides. Ces règles ne peuvent pas être considérées comme absolues, mais il est possible que les écarts tiennent à l'insuffisance de nos connaissances à ce sujet. Ainsi l'on a pu montrer récemment que le radium C, qui émet des rayons α de grand parcours et des rayons β très rapides, sans cependant avoir une période très courte, est, en réalité, une substance complexe. On peut néanmoins remarquer que les transformations rapides ne semblent nécessairement accompagnées ni de rayons α ni de rayons β, ainsi que l'indique l'exemple du thorium C et de l'actinium B qui n'émettent pas de rayons β et celui du thorium D et de l'actinium C qui n'émettent pas de rayons α.

Voici comment on peut disposer les familles des radioéléments de manière à faire correspondre sur une même ligne horizontale les termes qui offrent quelque analogie :

	Thorium.	Uranium.
Actinium.	Mésothorium 1.	Radiouranium.
	Mésothorium 2.	Uranium X.
Radioactinium.	Radiothorium.	Ionium.
Actinium X.	Thorium X.	Radium.
Émanation.	Emanation.	Émanation.
		Radium A.
Actinium A.	Thorium A.	Radium B.
Actinium B_1.	Thorium B.	Radium C.
Actinium B_2.	Thorium C.	
		Radium D.
Actinium C.	Thorium D.	Radium E.
		Radium F.

La correspondance entre les familles du thorium et de l'actinium semble assez étroite, surtout si l'on considère l'actinium B comme un corps complexe émettant deux groupes de rayons α; il est peu probable que cette correspondance soit l'effet du hasard. La famille du radium offre des divergences plus importantes avec les deux autres familles. Si l'actinium dérive de l'uranium, il peut se faire que la destruction de l'uranium entraîne la formation de radiouranium et d'actinium.

CHAPITRE XVII.

RADIOACTIVITÉ DU SOL ET DE L'ATMOSPHÈRE.

216. Dissémination des poussières radioactives et radioactivité induite du laboratoire. — Par la séparation de radioéléments d'une grande puissance tels que le radium, une grande concentration d'activité dans des traces de matière s'est trouvée réalisée. Ces traces de matière active, déposées sur les objets, les rendent radioactifs; par les rayons qu'elles émettent elles rendent conducteur l'air dans leur voisinage. Lorsqu'on fait des études sur les substances fortement radioactives, il faut prendre des précautions particulières, si l'on veut pouvoir continuer à faire des mesures délicates. Les divers objets employés dans le laboratoire de chimie, et ceux qui servent pour les expériences de physique, ne tardent pas à être tous radioactifs et à agir sur les plaques photographiques au travers du papier noir. Les poussières, l'air de la pièce, les vêtements sont radioactifs. L'air de la pièce est conducteur, et l'on ne peut plus avoir un appareil bien isolé.

Il y a donc lieu de prendre des précautions particulières pour éviter autant que possible la dissémination des poussières actives, et pour éviter aussi les phénomènes d'activité induite. Les objets employés en chimie ne doivent jamais être emportés dans la salle d'études physiques, et il faut autant que possible éviter de laisser séjourner inutilement dans cette salle les substances actives, quand elles ne sont pas enfermées en tube scellé. Il faut éviter le dégagement d'émanations radioactives dans ces mêmes salles, parce que ces émanations rendent l'air conducteur par elles-mêmes et par le dépôt actif qu'elles forment sur les parois de la pièce et sur les objets qui y sont contenus. L'émanation qui est le plus à craindre est celle du radium, parce qu'elle laisse un dépôt actif à évolution

très lente, dont la destruction demanderait un temps de l'ordre de 100 ans. Quand le dégagement d'émanation du radium dans une salle de mesures est inévitable, il faut, dans la mesure du possible, réaliser aussitôt une aération énergique.

Il est extrêmement utile qu'un laboratoire de radioactivité se compose de deux ou trois parties indépendantes. On peut alors localiser les opérations sur les substances très actives, et réserver des emplacements pour les opérations sur les substances faiblement actives et pour la mesure d'activités faibles. La séparation doit être rigoureuse, et l'on doit prendre de grandes précautions pour éviter le transport des poussières actives et des émanations dans les emplacements qu'on veut protéger.

Malgré toutes les précautions, l'air des salles de physique d'un laboratoire de radioactivité, ou même d'un bâtiment dans lequel il existe un laboratoire de radioactivité, est toujours beaucoup plus conducteur que l'air à l'état normal ([1]).

On a donc de toute façon avantage à chercher à diminuer l'effet nuisible de la conductibilité de l'air des salles de mesures. Dans les travaux d'électricité statique, on a fréquemment l'habitude d'établir la communication entre les divers appareils par des fils métalliques isolés, protégés par des cylindres métalliques en relation avec le sol qui préservent les fils contre toute influence électrique extérieure. Dans les études sur les corps radioactifs, cette disposition est insuffisante ; l'air étant conducteur, l'isolement entre le fil et le cylindre est mauvais, et la force électromotrice de contact inévitable entre le fil et le cylindre tend à produire un courant à travers l'air et à faire dévier l'électromètre. Il est préférable de mettre tous les fils de communication à l'abri de l'air en les plaçant, par exemple, au milieu de cylindres remplis de paraffine ou d'une autre matière isolante. Il y aurait aussi avantage à faire usage dans ces études, d'électromètres *rigoureusement* clos. Enfin l'usage de méthodes de zéro pour les mesures est particulièrement avantageux.

([1]) C'est ainsi que, dans une salle de physique de l'École de Physique et de Chimie de la Ville de Paris, l'air est actuellement environ 30 fois plus conducteur que l'air normal; or, cette salle n'a jamais été en relation avec les pièces du même bâtiment dans lesquelles ont été faits, il y a plusieurs années, les traitements de préparation du radium.

217. Ionisation spontanée de l'air. — Indépendamment de toute perturbation apportée par la découverte et le maniement des substances radioactives, l'air atmosphérique possède une conductibilité propre très faible, dont l'existence a été anciennement reconnue par Coulomb. Ce physicien a prouvé que la perte de charge d'une électrode isolée contenue dans un vase clos ne pouvait être entièrement attribuée au défaut d'isolement des supports isolants solides, mais qu'une partie de la perte avait lieu par l'intermédiaire de l'air dans lequel l'électrode est plongée; cette conclusion résultait de la manière dont varie la perte avec le nombre des supports et le potentiel de l'électrode.

La déperdition par l'intermédiaire de l'air a été étudiée par divers expérimentateurs : Matteucci, Warburg, Linss et autres. Ces recherches ont confirmé l'existence d'une conductibilité spontanée de l'air. La décharge d'un corps électrisé au travers de l'air a lieu en vase clos et à l'air libre. On sait d'ailleurs qu'il existe un champ électrique dans l'atmosphère au voisinage du sol, le sol se comportant le plus souvent comme chargé d'électricité négative; le champ électrique au voisinage du sol subit des variations qui affectent un caractère périodique avec une période diurne et une période annuelle. La conductibilité de l'atmosphère est nécessairement en relation avec les phénomènes électriques au voisinage du sol.

Des expériences plus récentes faites par M. Geitel [1] et M. Wilson [2] ont montré que la conductibilité spontanée de l'air a le caractère d'une conductibilité ionique; elle est plus petite en vase clos qu'à l'air libre et augmente avec le volume d'air utilisé; pour un champ convenable un courant de saturation est atteint, et la part de conductibilité due au gaz ne dépend plus alors du potentiel de l'électrode chargée. La condensation de la vapeur d'eau sursaturée dans l'air à l'état normal a lieu pour la même détente que dans l'air ionisé par les rayons Röntgen. On peut donc admettre que l'air à l'état normal contient toujours un petit nombre d'ions et que ces ions sont de même nature que ceux créés par les rayons Röntgen. La conductibilité spontanée de l'air est diminuée par la présence

---

(1) Geitel, *Phys. Zeit.*, 1900.
(2) Wilson, *Proc. Camb. Soc.*, 1900.

de poussières, de fumée ou de brouillard ; l'air contient en ce cas des particules relativement grosses qui absorbent les ions par diffusion. Dans l'air privé de poussières M. Wilson a trouvé une production d'environ 25 ions par centimètre cube sous la pression atmosphérique normale ; pour des pressions plus faibles la conductibilité est plus petite et varie approximativement comme la pression.

On peut se demander si la conductibilité spontanée des gaz est une propriété essentielle de ces corps, ou si elle est due à la présence dans l'air même et dans le sol de matières radioactives. L'analogie de la conductibilité de l'air atmosphérique avec celle obtenue par l'action de certaines substances radioactives a été mise en évidence dans une série de travaux très remarquables faits par MM. Elster et Geitel.

218. **Présence dans l'atmosphère d'émanations radioactives et de leurs dépôts actifs.** — M. Geitel [1] a observé que la conductibilité d'un volume d'air limité dans un récipient augmente peu à peu et tend vers une limite comme si le récipient contenait une émanation radioactive produisant une activité induite sur les parois ; l'augmentation ne pouvait être empêchée par le filtrage de l'air. MM. Elster et Geitel [2] ont remarqué ensuite que l'air des caves et des grottes possède une conductibilité beaucoup plus élevée que l'air atmosphérique ; la même observation était faite pour l'air contenu dans les fissures et les pores du sol et aspiré au moyen d'une pompe. Dans les deux cas la conductibilité était attribuée à la présence d'une émanation radioactive qui se dégage du sol. L'exactitude de cette hypothèse a été prouvée par une expérience qui consiste à exposer dans l'air d'une cave un fil chargé négativement à un potentiel élevé ; après quelques heures on constate que le fil a acquis une activité qui peut devenir très notable, mais qui disparaît spontanément en fonction du temps. On peut enlever la couche superficielle du fil par frottement au moyen d'un morceau de cuir mouillé d'ammoniaque ; en calcinant ce cuir à une température modérée, on peut concentrer l'activité et obtenir une matière qui produit des impressions photographiques et excite la

---

(1) Geitel, *Phys. Zeit.*, 1901.
(2) Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1901.

phosphorescence. Cette matière a donc les propriétés d'un dépôt actif, et l'on peut en conclure qu'elle provient d'une émanation radioactive. La même expérience faite à l'air libre donne le même résultat. Les nombreux travaux effectués à ce sujet prouvent avec certitude que les substances radiactives sont très répandues dans le sol et leurs émanations dans l'atmosphère. Ces émanations produisent des particules de dépôt actif qui restent en suspension dans l'air et vont se fixer sur les poussières qui y sont contenues; ces particules peuvent être entraînées par un champ électrique.

Un fil exposé dans l'air et chargé négativement doit acquérir une radioactivité limite, déterminée par un équilibre de régime entre le nombre des particules reçues dans l'unité de temps et le nombre de celles qui éprouvent pendant le même temps la destruction spontanée. Le nombre des particules reçues dans l'unité de temps dépend de la densité de ces particules dans l'air et de leur mobilité.

Il était important de s'assurer si les émanations radioactives contenues dans l'atmosphère étaient des émanations connues ou des émanations nouvelles. Les recherches faites jusqu'ici n'ont encore conduit à la découverte d'aucune émanation nouvelle.

MM. Rutherford et Allan (1), qui ont déterminé les premiers la loi de disparition du dépôt actif obtenu dans l'atmosphère, ont trouvé que la diminution de moitié avait lieu en un temps d'environ 45 minutes, et cela quel que soit le temps d'exposition, la matière du fil et le potentiel utilisé pour l'activation. La radioactivité induite ne semblait donc correspondre à aucune des émanations connues.

MM. Elster et Geitel (2) ont montré toutefois que, pendant les deux premières heures après la fin de l'exposition, la courbe de désactivation se confond avec celle que l'on obtient pour le dépôt actif de l'émanation du radium. M. Allan (3), peu après, a conclu que la radioactivité induite de l'atmosphère est complexe. M. Bumstead (4) a pu expliquer cette complexité en étudiant pen-

---

(1) Rutherford et Allan, *Phil. Mag.*, 1902.
(2) Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1904.
(3) Allan, *Phil. Mag.*, 1904.
(4) Bumstead, *Amer. Journ.*, 1904.

dant un temps prolongé la courbe de désactivation d'un fil activé à l'air libre avec l'aide d'un champ électrique. Il a trouvé que 3 à 4 heures après le début de la désactivation la loi de décroissance est celle qui caractérise le dépôt actif de l'émanation du thorium. Si l'on calcule, par extrapolation, la valeur de l'activité due à ce dépôt actif pendant les quelques heures initiales et si l'on soustrait cette activité de l'activité totale, l'activité restante décroît exactement comme le dépôt actif de l'émanation du radium. La proportion de l'activité attribuable au dépôt actif du thorium croît avec le temps d'exposition; elle était de 3 pour 100 à 5 pour 100 de l'activité totale pour une exposition de 3 heures, et de 15 pour 100 pour une exposition de 12 heures.

On a vu qu'à la suite de leurs expériences sur la conductibilité anormale de l'air des cavernes, MM. Elster et Geitel avaient admis que cet air contient une émanation radioactive qui se dégage des parois. MM. Ebert et Ewers (1) ont montré que cette émanation a des propriétés analogues à celles de l'émanation du radium et une vitesse de décroissance voisine; elle peut être condensée par refroidissement à la température de l'air liquide et elle est soluble dans le pétrole (2). L'émanation qui se dégage du sol de New Haven a été examinée par MM. Bumstead et Wheeler (3) qui l'ont identifiée avec l'émanation du radium par sa loi de décroissance et la vitesse de sa diffusion au travers d'une plaque poreuse. M. Dadourian (4) a montré toutefois que l'air contenu dans le sol de New Haven contient aussi beaucoup d'émanation du thorium, ainsi qu'il résulte d'expériences d'activation de fils chargés négativement et plongés dans une cavité profonde creusée dans le sol, au travers de laquelle on aspirait constamment l'air du fond du sol. Des expériences d'activation de fils sous une cloche placée tout près du sol faites par M. Blanc (5) ont montré que l'activité induite est, dans ces conditions, principalement du type thorium. Il est naturel qu'en raison de sa courte vie moyenne, l'émanation du thorium se trouve plus abondante dans le sol et au voisinage immédiat de celui-ci

(1) Ebert et Ewers, *Phys. Zeit.*, 1902.
(2) Mache et Rimmer, *Phys. Zeit.*, 1906.
(3) Bumstead et Wheeler, *Amer. Journ.*, 1904.
(4) Dadourian, *Amer. Journ. of Sc.*, 1905.
(5) Blanc, *Phys. Zeit.*, 1908.

qu'à une distance plus grande. La comparaison avec l'émanation dégagée par un terrain additionné d'hydrate de thorium a montré que l'émanation du thorium qui se dégage naturellement du sol à Rome correspond à la présence de $1,45 . 10^{-5}$ gramme de thorium par gramme de sol.

L'activation (1) a pu être constatée au sommet du Rothorn, à une altitude de 2300^{m}; les deux types d'activité, celle du radium et celle du thorium, étaient observés. Des études faites en ballon sur l'activation des fils ont montré que cette activation est obtenue à une altitude de 3000^{m} et que, par suite, il y a encore à cette hauteur de l'émanation radioactive (2). L'activation dans l'atmosphère au-dessus de la mer est principalement du type de celle du radium (3); l'émanation du radium est donc présente dans cet air. L'ionisation spontanée de l'air au-dessus de l'océan a d'ailleurs, d'après M. Eve, à peu près la même valeur qu'au-dessus du continent (4); elle correspond à la présence d'environ 1000 ions par centimètre cube.

La mobilité des particules du dépôt actif contenues dans l'atmosphère a été étudiée par M. Gerdien (5) qui aspirait l'air au travers d'un condensateur cylindrique de grande longueur et étudiait la répartition du dépôt actif le long de l'électrode centrale chargée négativement. Un grand nombre de particules ont une mobilité de l'ordre de 1^{cm} par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre; il existe cependant aussi des particules de mobilité très inférieure. Celles-ci peuvent être constituées par les poussières de l'air chargées de dépôt actif.

La radioactivité des dépôts atmosphériques a été étudiée par M. Wilson (6). Une certaine quantité de pluie était évaporée dans un vase de platine; l'activité du résidu de 50^{cm^3} d'eau de pluie est facile à observer; elle disparaît spontanément en quelques heures, mais n'est pas détruite par la chauffe au rouge; cette activité est entraînée par précipitation avec le sulfate de baryum ou avec

---

(1) Gockel, *Phys. Zeit.*, 1907.
(2) Flemming, *Phys. Zeit.*, 1908.
(3) Paccini, *Nuovo Cimento*, 1908. — Runge, *Gött. Nachr.*, 1907
(4) Eve, *Phil. Mag.*, 1907.
(5) Gerdien, *Abh. Gött.*, 1907.
(6) Wilson, *Proc. Soc. Camb.*, 1902 et 1903.

l'alumine; elle est probablement au moins en grande partie du type radium.

La neige fraîchement tombée est radioactive [1]. Elle donne par évaporation un résidu actif semblable à celui que laisse la pluie et diminuant d'activité de la même manière (de moitié en 30 minutes environ). Après une chute de neige prolongée la radioactivité de celle-ci est moindre.

On peut penser que les gouttes d'eau et les flocons de neige se chargent de particules de dépôt actif contenues dans l'atmosphère.

219. État de la radioactivité induite dans le gaz. — La radioactivité induite contenue dans le gaz se présente sous un aspect complexe. Il est probable que le gaz contient des particules de dépôt actif chargées positivement et d'autres qui ne sont pas chargées. Les particules qui interviennent dans les expériences d'activation en présence de l'émanation du radium semblent être principalement les particules chargées de radium A. D'autres particules de radium A se trouvent dans le gaz à l'état neutre, ayant perdu leur charge par recombinaison avec les ions négatifs présents dans le gaz. On peut prévoir la proportion relative des particules chargées et non chargées dans l'hypothèse simple que toutes les particules chargées ont une même mobilité k de l'ordre de celle des ions positifs et que, par suite, le coefficient de recombinaison α est aussi de l'ordre de celui qui caractérise la recombinaison des ions positifs avec les ions négatifs. Considérons le cas du régime permanent pour l'émanation du radium en l'absence du champ électrique.

Soit N le nombre des molécules d'émanation contenues dans l'unité de volume; le nombre des particules α émises par seconde par ces N molécules est $N\lambda$, λ étant la constante de l'émanation; admettons que le même nombre de particules α soit émis par le radium A et par le radium C en équilibre avec l'émanation. Soient ν_1, ν_2, ν_3 les nombres d'ions produits respectivement par une particule α de l'émanation, du radium A et du radium C. Dans un élément de volume, dont la distance à toute paroi solide est supérieure au parcours des particules α, le nombre total q d'ions produit dans 1^{cm^3} par les rayons α est donné, ainsi qu'il est facile

[1] ALLAN, *Phys. Rev.*, 1903.

de s'en rendre compte, par la relation

$$q = \lambda N(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3).$$

Le nombre des ions produits par unité de temps et de volume par les rayons pénétrants du dépôt actif contenu dans le gaz est peu important par rapport au nombre d'ions produit par les rayons α; on peut le négliger en première approximation.

Quand le régime permanent est établi entre la production des ions et leur recombinaison, la concentration n des ions a pour valeur

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}.$$

Le nombre des ions négatifs perdus par recombinaison avec les particules du dépôt actif est négligeable par rapport au nombre total des ions recombinés; le nombre des ions produits par une particule α est en effet si grand que la concentration des ions des deux signes est considérablement plus grande que celle des particules de radium A.

Soit N_1 la concentration des particules chargées de radium A. Ces particules sont produites par l'émanation en raison de $N\lambda$ par unité de volume et de temps, et disparaissent par destruction spontanée et par recombinaison en raison de $\lambda_1 N_1 + \alpha N_1 n$, où λ_1 est la constante du radium A et α le coefficient de recombinaison. On a, par conséquent, quand le régime permanent est établi,

$$\lambda N - \lambda_1 N_1 - \alpha n N_1 = 0,$$

d'où, pour la concentration N_1,

$$N_1 = \frac{\lambda N}{\lambda_1 + \alpha n} = \frac{\lambda N}{\lambda_1 + \sqrt{\lambda\alpha(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)N}}.$$

Le facteur $\lambda\alpha\ (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)$ est connu. On a pour l'air à la pression atmosphérique $\alpha = 3400\ e$, si e est la charge d'un ion monovalent. D'autre part

$$e = 4{,}7.10^{-10} \text{ unité E. S.},$$

$$\lambda = 2{,}1.10^{-6} \text{ environ},$$

$$\nu_1 + \nu_2 + \nu_3 = 6.10^5,$$

$$\frac{1}{\lambda_1}\sqrt{\lambda\alpha(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)} = 0{,}35 \text{ environ},$$

$$N_1 = \frac{\lambda N}{\lambda_1}\ \frac{1}{1 + 0{,}35\sqrt{N}}.$$

La concentration des particules de radium A qui correspond à l'équilibre avec l'émanation est $\frac{\lambda N}{\lambda_1}$. La concentration des particules non chargées est donc

$$\frac{\lambda N}{\lambda_1} \frac{0,35\sqrt{N}}{1+0,35\sqrt{N}}.$$

Le nombre des particules non chargées est à celui des particules chargées dans le rapport $0,35\sqrt{N}$. En ce qui concerne les particules chargées, tout se passe comme si la recombinaison avait pour effet d'augmenter la constante radioactive λ_1 dans le rapport

$$(1+0,35\sqrt{N}).$$

Ce rapport se trouve augmenté si le gaz est soumis à l'action d'un rayonnement pénétrant provenant d'une source éloignée et donnant lieu à une production d'ions appréciable; l'augmentation est proportionnelle à cette production.

Quand le gaz contient des poussières, les particules chargées de radium A diffusent vers celles-ci et sont absorbées par elles; il en résulte une nouvelle cause de disparition de particules chargées mobiles. Cet effet se traduit par un nouvel accroissement apparent de la constante λ_1 proportionnel au nombre des poussières présentes par unité de volume. L'importance de ce phénomène par rapport à l'effet de recombinaison dépend de la concentration de l'émanation. Quand cette concentration est grande, l'effet de recombinaison est, en général, prépondérant.

Nous avons vu que cet effet est suffisant pour expliquer les résultats obtenus par M. Debierne dans l'étude de l'activation des lames par diffusion (§ 85). Ces expériences ont montré que le radium A contenu dans le gaz est puisé à une distance qui dépend de la concentration de l'émanation et qui, pour les concentrations utilisées, est comprise entre 1^{cm} et 4^{cm}. La théorie qui néglige l'effet de recombinaison conduit pour cette même distance à une valeur indépendante de la concentration et égale à environ $16^{cm},5$, si l'on attribue au radium A le coefficient de diffusion des ions positifs (environ 0,03). La distance donnée par l'expérience se trouve comprise entre une limite inférieure obtenue en exagé-

rant l'influence de la recombinaison et la limite supérieure $16^{cm},5$ obtenue en négligeant l'effet de recombinaison.

Quand la concentration de l'émanation est faible, ainsi que cela a lieu dans l'air atmosphérique, la recombinaison est négligeable devant l'effet des poussières, bien que le rayonnement des substances radioactives contenues dans le sol intervienne aussi comme cause ionisante.

220. Théorie de l'activation des fils chargés négativement et exposés dans l'air contenant de l'émanation. — L'activation est due aux particules de dépôt actif qui se déposent sur le fil. Si la distribution des émanations dans une certaine région est uniforme, on peut admettre qu'il en est de même pour la distribution des dépôts actifs en suspension dans l'air, et que chacune des matières qui composent le dépôt est en équilibre radioactif avec l'émanation. Admettons, en première approximation, que les particules de radium A et de thorium A se déposent seules sur le corps activé; parmi ces particules interviennent principalement celles qui portent une charge positive et qui ont une mobilité assez grande. Supposons d'abord que toutes les particules jouent le même rôle. Soient N et N′ les nombres d'atomes des émanations du radium et du thorium présents par centimètre cube de l'air atmosphérique dans la région utilisée; soient λ et λ' les constantes des deux émanations. Si la destruction d'un atome correspond à la formation d'un seul des atomes consécutifs, les nombres N_1 et N'_1 de particules de radium A et de thorium A par centimètre cube à l'état d'équilibre radioactif sont tels que

$$N\lambda = N_1\lambda_1, \qquad N'\lambda' = N'_1\lambda'_1,$$

λ_1 et λ'_1 étant les constantes radioactives du radium A et du thorium A. Si dans la région considérée se trouve un fil chargé négativement, ce fil est la cause d'une perturbation locale et modifie la distribution du dépôt actif. Sous l'influence du champ électrique une particule chargée est entraînée vers le fil suivant les lignes de champ avec une vitesse kh, si k est la mobilité de la particule et h l'intensité du champ. Un dépôt de particules a lieu sur le fil, et en même temps certaines des particules déposées se détruisent. Quand l'équilibre de régime est atteint pour l'activation, le

nombre Φ des atomes de radium A qui se détruisent par unité de temps sur le corps activé est égal au nombre des atomes reçus; ce nombre est encore le même que celui des atomes de radium B et de radium C détruits dans l'unité de temps. L'équilibre de régime pour le thorium A et le thorium (B + C) s'établit de la même manière, et nous désignerons par Φ' le nombre d'atomes détruits par unité de temps. Si alors on interrompt l'activation et si l'on mesure l'activité du fil en fonction du temps, l'ionisation initiale est due presque totalement au radium A et au radium C d'une part, au thorium (B + C) d'autre part. Désignons par $\mathfrak{I}$ et $\mathfrak{I}'$ les activités dues à ces substances extrapolées pour l'origine de la désactivation, par n_1 et n_3 les nombres d'ions produits par une particule α du radium A et du radium C, par n'_2 et n'_3 les nombres d'ions produits par une particule α du thorium B et du thorium C. Si la destruction d'un atome entraîne l'expulsion d'une seule particule α, nous obtenons

$$\frac{\mathfrak{I}'}{\mathfrak{I}} = \frac{\Phi'}{\Phi}\,\frac{n'_2 + n'_3}{n_1 + n_3}.$$

Pour calculer la quantité Φ nous examinerons d'abord le cas où le fil est placé suivant l'axe d'un cylindre dont la longueur est grande par rapport au rayon et à l'intérieur duquel un certain volume d'air se trouve limité. La différence de potentiel V est établie entre le cylindre et le fil; à la distance r de l'axe le champ h a la valeur

$$h = \frac{V}{r \operatorname{Log}_e \frac{b}{a}},$$

a et b étant les rayons du fil et de la paroi intérieure du cylindre. Dans la couche comprise sur l'unité de longueur entre deux cylindres coaxiaux de rayons r et $r + dr$, le nombre des particules de radium A qui traversent les deux surfaces latérales par unité de temps sont respectivement

$$2\pi k r h N_1 \quad \text{et} \quad 2\pi k \left[r h N_1 + \frac{\partial}{\partial r}(r h N_1)\, dr \right];$$

l'accroissement du nombre des particules qui en résulte dans la couche par unité de temps est

$$2\pi k \frac{\partial}{\partial r}(r h N_1)\, dr,$$

ou, en remplaçant rh par sa valeur,

$$\frac{2\pi k V}{\operatorname{Log}_e \frac{b}{a}} \frac{\partial N_1}{\partial r} dr.$$

D'autre part le nombre des particules produites par unité de temps dans la couche est $2\pi r \lambda N\, dr$, et le nombre des particules détruites pendant le même temps est $2\pi r \lambda_1 N_1\, dr$.

En écrivant que le régime permanent est établi, on obtient l'équation

$$\frac{k V}{\operatorname{Log}_e \frac{b}{a}} \frac{1}{r} \frac{\partial N_1}{\partial r} - \lambda_1 N_1 + \lambda N = 0;$$

d'où, en posant

$$m = \frac{2 k V}{\operatorname{Log}_e \frac{b}{a}},$$

$$\frac{m}{2r} \frac{\partial N_1}{\partial r} - \lambda_1 N_1 + \lambda N = 0.$$

On trouve, en intégrant cette équation,

$$N_1 = C e^{\frac{\lambda_1 r^2}{m}} + \frac{\lambda}{\lambda_1} N.$$

La constante C se détermine par la condition que, pour $r = b$, on doit avoir $N_1 = 0$, et l'on trouve

$$N_1 = \frac{\lambda}{\lambda_1} N \left[1 - e^{-\frac{\lambda_1}{m}(b^2 - r^2)} \right].$$

La concentration N_1, nulle à la paroi du cylindre, augmente à mesure qu'on se rapproche du fil et atteint, pour $r = a$, sa valeur maximum

$$(N_1)_a = \frac{\lambda}{\lambda_1} N \left[1 - e^{-\frac{\lambda_1}{m}(b^2 - a^2)} \right],$$

valeur toujours inférieure à $\frac{\lambda}{\lambda_1} N$ (concentration d'équilibre de régime avec l'émanation), mais se rapprochant d'autant plus de cette limite que le rayon b du cylindre est plus grand, et que la différence de potentiel V est plus petite.

Le nombre Φ des particules reçues par unité de temps et par unité

de longueur du fil est

$$\Phi = (2\pi krh\,\mathrm{N})_{r=a} = 2\pi k \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{Log}_e \frac{b}{a}} \frac{\lambda\,\mathrm{N}}{\lambda_1}\left[1 - e^{-\frac{\lambda_1}{m}(b^2-a^2)}\right].$$

Le nombre des particules qui sont produites pendant le même temps, dans le volume du cylindre, est

$$\Phi_0 = \pi(b^2 - a^2)\lambda\,\mathrm{N}.$$

Posons

$$p = \frac{\lambda_1(b^2 - a^2)}{m}.$$

On trouve

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{1 - e^{-p}}{p}.$$

Le rapport $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ de l'activité induite recueillie à celle qui est produite ne dépend ainsi que d'un seul paramètre p qui varie proportionnellement au volume du cylindre et en raison inverse du voltage employé. Quand p est petit, le rapport $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ est voisin de l'unité, et l'on recueille alors presque totalement l'activité produite, ce qui est facile à concevoir si l'on utilise un voltage élevé dans un espace restreint. L'activité du fil en régime permanent est alors celle qui est en équilibre avec l'émanation contenue dans le gaz. A mesure que p augmente, le rapport $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ diminue et tend vers zéro.

La mesure de l'activité recueillie par le fil, c'est-à-dire de Φ, permet de se rendre compte de la quantité d'émanation contenue dans le volume utilisé par comparaison avec l'effet produit dans les mêmes conditions par une quantité d'émanation connue. Le cas le plus simple à ce point de vue est celui où les conditions sont telles qu'on recueille sur le fil presque totalement l'activité induite à mesure de sa production. L'expérience peut être réalisée avec l'émanation du radium dont la vie moyenne est assez longue par rapport à celle du dépôt actif pour qu'un régime permanent puisse s'établir. En appliquant la théorie précédente on trouve que, si le voltage est d'environ 10000 volts et si le fil a 2^{mm} de diamètre, le rayon b du cylindre peut augmenter jusqu'à 2^{m} sans que la perte sur l'activité recueillie dépasse quelques pour 100; mais diverses causes qui seront examinées plus loin interviennent

pour abaisser cette valeur limite du rayon. On peut remarquer que, si tout le dépôt actif est recueilli, la forme du récipient n'a pas d'importance, pourvu que la distance de l'électrode à la paroi reste inférieure au rayon limite du cylindre circulaire.

Des expériences de ce genre ont été faites par M. Eve [1] qui a étudié l'activation d'une électrode dans un vase clos rempli d'air atmosphérique, la durée de l'activation étant de 2 heures. Le récipient était en fer et avait 730^{cm} de hauteur; sa section était un carré de 154^{cm} de côté. L'électrode centrale était portée au potentiel de 10 000 volts. Ces expériences ont montré que la quantité d'émanation contenue dans un kilomètre cube de l'air atmosphérique est environ celle qui est en équilibre avec $0^{g},5$ de bromure de radium. L'activité induite du fil dans ces expériences était considérée comme entièrement due à l'émanation du radium.

La même méthode ne peut être utilisée avec l'émanation du thorium dont la décroissance est trop rapide. Si la concentration de cette émanation était maintenue constante et uniforme, le rayon limite du cylindre extérieur dans les conditions d'expérience indiquées plus haut serait d'environ 30^{m}. La différence avec le cas du radium tient à ce que la vie moyenne du thorium A (période 10,6 heures) est environ 200 fois plus longue que celle du radium A (période 3 minutes). Dans la formule théorique une même valeur de p est obtenue dans le cas du thorium pour des valeurs de b environ 15 fois plus grandes que dans le cas du radium.

La théorie faite précédemment n'est pas complète : elle ne tient pas compte de ce fait que certaines particules du dépôt actif perdent leur charge par recombinaison avec des ions négatifs contenu dans le gaz et cessent d'être sensibles à l'action du champ. On a vu que ce phénomène joue probablement un rôle très important dans le cas de l'activation par diffusion. Dans le cas actuel le rôle de la recombinaison doit être beaucoup moins important; en effet, d'une part, la concentration du dépôt actif dans l'air atmosphérique est très faible et il en est de même pour l'ionisation; d'autre part, le déplacement des particules de dépôt actif est rendu beaucoup plus rapide que dans le cas de la diffusion par suite de l'existence du champ électrique; le temps disponible pour la recom-

[1] Eve, *Phil. Mag.*, 1905.

binaison se trouve donc fortement diminué. Une perturbation résulte aussi de ce fait que les particules chargées diffusent vers les poussières en suspension dans le gaz et perdent ainsi leur mobilité. Enfin, ces poussières chargées de dépôt actif et les agglomérations qui peuvent se former autour des particules de dépôt actif (par exemple, en présence de la vapeur d'eau), peuvent être entraînées vers l'électrode par suite du phénomène connu de déplacement de particules non chargées dans un champ non uniforme vers les régions de champ intense.

Nous avons vu que quand le rayon b du cylindre extérieur augmente, le rapport $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ de l'activité induite recueillie à celle qui est produite va en diminuant. Mais la quantité Φ va d'abord en augmentant; cette quantité passe par un maximum, décroît ensuite et tend progressivement vers zéro. Cette loi de variation résulte de ce que Φ varie proportionnellement au produit de la concentration de l'activité induite par l'intensité du champ dans le gaz au voisinage immédiat du fil; la concentration augmente avec b et tend vers la valeur limite $\frac{N\lambda}{\lambda_1}$ qui correspond à l'équilibre avec l'émanation, tandis que l'intensité du champ diminue constamment quand b augmente. D'après la théorie approchée le maximum est atteint pour une valeur de b telle qu'on ait

$$\frac{e^p - 1}{p} = 1 + 2\,\mathrm{Log}_e \frac{b}{a},$$

où

$$p = \frac{\lambda_1 b^2 \,\mathrm{Log}_e \frac{b}{a}}{2kV}.$$

Dans le cas de l'émanation du radium on trouve que, si le diamètre du fil est égal à 2^{mm} et le voltage utilisé à 10 000 volts, le maximum de Φ est atteint pour une valeur de b comprise entre 15^m et 16^m. En réalité la valeur de b qui correspond au maximum est abaissée par les effets de recombinaison et d'agglomération, dont la théorie ne tient pas compte. Par suite de ces phénomènes, la distance à laquelle un fil, chargé à un potentiel donné, peut puiser l'activité induite dans le gaz environnant, se trouve diminuée;

certaines expériences indiquent que cette diminution peut être importante et que l'effet d'augmentation de l'activité du fil avec b est épuisé pour une valeur de b inférieure à 1^m (Eve). La valeur limite de b, au-dessous de laquelle l'activité est presque complètement recueillie, éprouve évidemment une diminution correspondante. On peut remarquer que plus le rayon du cylindre est grand, plus l'effet de recombinaison devient important en raison de l'accroissement de la concentration aussi bien pour les particules actives que pour les ions négatifs.

Quand le rayon b prend la valeur qui correspond à la valeur maximum de Φ, la concentration N_1 au voisinage du fil est très voisine de la concentration qui correspond à l'équilibre avec l'émanation, et il en est ainsi à plus forte raison pour les valeurs supérieures de b. On peut utiliser cette remarque pour se rendre compte si l'effet de recombinaison peut donner lieu à un abaissement important de la valeur de b qui correspond au maximum. On peut appliquer ici un raisonnement analogue à celui qui a été utilisé pour apprécier l'influence de la recombinaison sur le phénomène de diffusion. On exagérera certainement cette influence si dans le calcul on remplace la constante λ_1 par

$$\lambda_1\left(1+\frac{\alpha n}{\lambda_1}\right),$$

n étant la concentration des ions et α le coefficient de recombinaison. La valeur de n pour l'air atmosphérique est voisine de 1000; elle conduit à augmenter λ_1 dans le rapport 1,4. D'après cela la distance b qui correspond au maximum serait comprise entre 12^m et 13^m; ce nombre est peu différent de celui qu'on calcule en négligeant la recombinaison dont l'influence a pourtant été exagérée. Mais la distance dont il s'agit peut encore éprouver un abaissement par suite de la présence de poussières.

On peut de même évaluer dans quelle proportion l'activité recueillie par le fil pour de grandes valeurs de b est diminuée par suite de la recombinaison. Si la concentration au contact du fil est voisine de la concentration d'équilibre, on a

$$\Phi=\frac{2\pi k V}{\operatorname{Log}_e\frac{b}{a}}\,\frac{\lambda N}{\lambda_1}.$$

On exagérera l'influence de la recombinaison en remplaçant λ_1

par 1,4 λ_1. La valeur de Φ sera donc comprise entre la valeur approchée indiquée par la formule et la fraction 0,7 de cette valeur. Une nouvelle réduction de Φ pourra être amenée par la présence des poussières.

221. **Activation de fils à l'air libre.** — De nombreuses expériences ont été effectuées sur l'activation de fils tendus à une assez grande distance du sol (plusieurs mètres) à l'air libre. Si l'air atmosphérique pouvait être soustrait à l'action de remous et de vents, l'activation d'un fil à l'air libre serait assimilable à l'activation dans un récipient de grand volume, dont la paroi est représentée par le sol et les bâtiments environnants. L'analyse effectuée précédemment serait donc directement applicable. Si le fil est suffisamment écarté de parois solides et si la distribution de l'émanation est uniforme dans la région considérée, la concentration de la radioactivité induite dans le gaz au voisinage du fil serait voisine de celle qui correspond à l'équilibre avec l'émanation. En réalité l'air est en mouvement, et ces mouvements doivent avoir pour effet d'égaliser la concentration de l'émanation et de la radioactivité induite dans l'espace au-dessus du sol. Les particules de dépôt actif qui se trouvent assez loin du fil pour ne pas être soumises à l'action d'un champ intense, sont soumises surtout à l'action des courants d'air, et l'on peut concevoir qu'il en résulte un renouvellement continu qui maintient la concentration de la radioactivité induite dans le gaz, à une certaine distance du fil, à la valeur qui correspond à l'équilibre avec l'émanation. S'il en est ainsi il résulte de la théorie que cette même valeur de la concentration s'établira dans l'espace voisin du fil, ainsi qu'on peut s'en assurer en remplaçant dans le calcul la condition à la limite, précédemment admise, par cette condition nouvelle. On voit donc que par suite du renouvellement on peut se trouver dans les mêmes conditions que si le volume d'air disponible en repos était très grand, alors qu'en réalité la distance entre le fil et le sol n'est pas très grande. La quantité Φ de dépôt actif reçue par le fil par unité de temps et de longueur est alors donnée par la formule

$$\Phi = 2\pi ahk \frac{\lambda N}{\lambda_1},$$

h étant l'intensité du champ au contact du fil.

Ce résultat n'est pas modifié par le mouvement de l'air au voisinage du fil, bien que les trajectoires des particules cessent d'être radiales. On peut montrer que le flux Φ des particules reçues par le fil est indépendant de la vitesse de déplacement de l'air.

La valeur de Φ peut être influencée par le phénomène de recombinaison et par l'action des poussières. Nous avons vu que, dans le cas de l'activité induite du radium et dans l'air dont l'ionisation est normale, la valeur de Φ peut être réduite par l'effet de la recombinaison de moins de 30 pour 100 de sa valeur. La réduction proportionnelle est beaucoup plus importante pour la valeur Φ' de l'activité induite du thorium. On trouve que pour obtenir une limite inférieure de Φ' il faut remplacer la constante λ'_1 du thorium A par un nombre environ 90 fois plus grand, ce qui conduirait à réduire Φ' à une petite fraction (1 pour 100 environ) de la valeur donnée par la formule. On peut en conclure que la recombinaison a pour effet d'avantager fortement l'activation du type radium par rapport à celle du type thorium, ainsi qu'on pouvait le prévoir à cause de la différence des vies moyennes du radium A et du thorium A.

La quantité de dépôt actif, recueillie sur un fil chargé exposé à l'air libre, doit aussi être influencée par l'effet des poussières. Cette influence est même plus importante dans le cas actuel que dans le cas d'un récipient clos, parce que dans ce dernier les poussières, si elles n'ont pas été éliminées d'avance, se trouvent éliminées ensuite par l'action du champ qui les entraîne vers l'électrode (effet de déplacement de particules non chargées dans un champ non uniforme). Si donc l'expérience a une durée suffisante, tout se passe comme si elle était faite en l'absence de poussières. A l'air libre, au contraire, les poussières sont constamment renouvelées dans le volume d'air utilisé. Ces poussières fixent certaines des particules chargées de radium A ou de thorium A dont la mobilité est ainsi très fortement diminuée, de sorte que leur mouvement vers l'électrode sous l'action du champ électrique devient très lent. Parmi ces poussières, il en existe aussi qui portent des particules de dépôt actif sans être chargées, soit qu'elles aient éprouvé la recombinaison après avoir absorbé une particule active, soit que la charge de cette particule soit venue neutraliser la charge négative d'un ion déjà fixé sur la poussière. Ces agglomérations actives non chargées sont entraînées vers la

région de champ intense et viennent se fixer sur l'électrode; on voit donc que, chargées ou non chargées, les particules actives de dimensions relativement grandes se dirigent vers l'électrode.

Le problème qui consiste à se rendre compte de la part qu'elles peuvent prendre à l'activation de l'électrode présente quelque analogie avec le problème qui consiste à évaluer la proportion dans l'atmosphère de petits ions ordinaires et de gros ions formés par suite de la diffusion de petits ions vers les poussières, et à examiner la part qui revient à ces deux espèces d'ions en ce qui concerne la conductibilité de l'air atmosphérique. On peut prévoir, en se basant sur cette analogie, que si dans l'air privé de poussières les particules mobiles actives chargées positivement ont la même mobilité que les ions positifs, dans l'air atmosphérique ordinaire ces particules seront en très forte proportion fixées sur les poussières; mais que, néanmoins, l'activation du fil sera due presque exclusivement aux particules actives chargées mobiles, la proportion de grosses particules recueillies par le fil étant négligeable. L'absorption par les poussières est donc équivalente à une destruction des particules actives utiles et se traduit en résumé par une même augmentation apparente des constantes radioactives λ_1 et λ'_1 : l'augmentation relative étant beaucoup plus grande pour λ'_1 que pour λ_1. Les quantités Φ et Φ' de dépôt actif recueillies par le fil par unité de temps et de longueur éprouvent une diminution relative correspondante, beaucoup plus importante pour Φ' que pour Φ.

Les expériences d'activation de fils à l'air libre ont généralement pour but d'évaluer la concentration des émanations du radium et du thorium dans l'atmosphère. On peut mesurer l'ionisation initiale produite par le fil activé dans une chambre d'ionisation aussitôt après la fin de l'exposition et distinguer les nombres d'ions $\mathfrak{I}$ et $\mathfrak{I}'$ qui sont dus respectivement aux dépôts actifs du radium et du thorium. La limite de l'activation est atteinte en quelques heures pour la radioactivité induite du radium et en 3 jours pour celle du thorium; si donc l'on utilise des temps d'exposition au-dessous de 3 jours, l'activité induite du radium se trouve avantagée. Si la limite a été atteinte, on a les relations

$$\mathfrak{I} = \Phi(n_1 + n_3), \qquad \mathfrak{I}' = \Phi'(n'_2 + n'_3),$$

$$\frac{\mathfrak{I}'}{\mathfrak{I}} = \frac{\Phi'}{\Phi}\,\frac{n'_3 + n'_3}{n_1 + n_3}.$$

Si nous admettons, d'autre part, que nous sommes en droit d'appliquer les formules

$$\Phi = 2\pi ahk \frac{\lambda}{\lambda_1} N, \qquad \Phi' = 2\pi ahk' \frac{\lambda'}{\lambda_1} N',$$

qui conviennent au cas où le volume d'air utilisé est très grand, nous aurions le moyen de calculer les quantités N et N' et leur rapport à condition de connaître les coefficients k et k' qui mesurent respectivement les mobilités du radium A et du thorium A. Si les mesures de l'ionisation ne sont pas absolues, le rapport $\frac{N'}{N}$ pourra seul être calculé; la valeur de ce rapport devient d'ailleurs indépendante des valeurs adoptées pour les mobilités, à condition que l'on considère comme égales les mobilités du radium A et du thorium A. On trouve

$$\frac{N'}{N} = \frac{\delta'}{\delta} \frac{n_1 - n_3}{n'_2 - n'_3} \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{\lambda'_1}{\lambda_1} \frac{k}{k'}.$$

Si l'expérience pouvait être faite dans un récipient clos de volume assez restreint pour que l'activité induite soit totalement extraite du gaz, on aurait simplement

$$\frac{N'}{N} = \frac{\delta'}{\delta} \frac{n_1 - n_3}{n'_2 - n'_3} \frac{\lambda}{\lambda'}.$$

C'est la première de ces formules qui s'applique selon toute vraisemblance au cas de l'activation à l'air libre, quand le fil est à plusieurs mètres du sol et quand on tient compte de l'influence du renouvellement d'air.

L'émanation du radium est répandue uniformément dans l'atmosphère aux distances qui interviennent dans les expériences. Il n'en est pas de même de l'émanation du thorium dont la destruction est très rapide; cette émanation se trouve à l'état plus concentré au voisinage immédiat du sol, et ne pourrait se propager qu'à des distances assez faibles (de l'ordre de 1^m), si les courants d'air ne venaient faciliter son déplacement; en tout cas, on ne peut s'attendre à l'observer avec une concentration uniforme dans le volume utilisé. Par contre, la radioactivité induite du thorium, qui est assez persistante, peut se trouver répandue dans l'air à une assez grande distance du sol, soit qu'elle se soit propagée

par diffusion, soit qu'elle ait été entraînée par les courants d'air ou encore produite sur place par de l'émanation entraînée. La distribution de la radioactivité induite du thorium dans l'air peut être beaucoup plus uniforme que cela n'a lieu pour l'émanation; l'activité de ce type recueillie par le fil ne donne probablement pas une mesure correcte de la concentration de l'émanation dans la région voisine; elle correspond plutôt à la concentration moyenne de l'émanation dans les régions qui peuvent être atteintes par celle-ci et par le dépôt actif.

Le rapport $\frac{n_1 + n_3}{n'_2 + n'_3}$ peut être calculé en admettant qu'en première approximation l'ionisation produite par une particule α est proportionnelle au parcours. On trouve ainsi pour ce rapport la valeur 0,88.

Des expériences sur l'activation des fils à l'air libre ont été effectuées par divers physiciens [1]. On emploie pour ces études des fils de grande longueur (10^m à 100^m) tendus à une distance de quelques mètres du sol et chargés à un potentiel négatif plus ou moins élevé. Après la fin de l'activation le fil est enroulé sur un cadre et introduit dans la chambre d'ionisation. L'ionisation obtenue peut être 100 fois plus grande que l'ionisation spontanée de l'air dans la chambre utilisée. Le rapport $\frac{\mathfrak{I}'}{\mathfrak{I}}$ croît avec le temps d'exposition. La valeur de ce rapport à Rome est environ 0,25 pour une exposition de 3 heures; environ 0,7 pour une exposition de 24 heures, et peut atteindre 2 ou 3 pour une exposition de 3 jours (Blanc).

Voici les valeurs du rapport $\frac{\mathfrak{I}'}{\mathfrak{I}}$ après une exposition longue, d'après différents auteurs :

Dadourian (New Haven).....	$\frac{\mathfrak{I}'}{\mathfrak{I}} = 0,3$
Blanc (Rome).....	1,5
Wilson (Manchester).....	1,6

Le rapport $\frac{\mathfrak{I}'}{\mathfrak{I}}$ doit être d'autant plus grand que le voltage utilisé est plus faible. Si l'on considère que le cas limite, où la concentration près du fil est la concentration d'équilibre, n'est pas, en général,

---

(1) Dadourian, *Le Radium*, 1908. — Blanc, *Phys. Zeit.*, 1908. — Harvey, *Phys. Rev.*, 1909. — N. Wilson, *Phil. Mag.*, 1909.

parfaitement réalisé, et si l'on se reporte à la théorie générale, on constate qu'une augmentation du voltage produit un effet dans le même sens qu'une diminution du volume utilisé, et que la proportion d'activité du type thorium est avantagée par l'utilisation d'un grand volume et d'un faible voltage. Un fait de ce genre a été observé par M. Harvey.

Le rapport $\frac{N'}{N}$ calculé d'après la valeur $\frac{\mathcal{N}'}{\mathcal{N}} = 1,6$ par application de la formule relative aux grands volumes, et dans l'hypothèse $k = k'$, est égal à environ 10^{-6} (¹).

M. Blanc a fait un essai de mesure de la concentration du dépôt actif dans l'air par la méthode Sella, qui consiste à ramasser brusquement la totalité du dépôt actif contenu dans un volume limité, en faisant passer la décharge disruptive sous forme d'aigrette entre une pointe et une plaque. Ce procédé est aussi susceptible d'amener sur la plaque toutes les poussières actives, on peut donc prévoir que l'extraction de la radioactivité induite du gaz par ce procédé peut être assez complète. Si l'équilibre radioactif était établi dans le gaz avant l'expérience, on peut s'attendre à recueillir sur la plaque la radioactivité induite qui correspond à cet équilibre, de sorte que le rapport $\frac{N'}{N}$ se calculerait d'après l'activité de la plaque comme dans les expériences d'activation de fils dans un petit volume avec exposition longue. On aurait

$$\frac{N'}{N} = \frac{\mathcal{N}'}{\mathcal{N}} \frac{n_1 + n_3}{n_2 - n_3} \frac{\lambda}{\lambda'}.$$

En utilisant cette méthode, M. Blanc a trouvé que l'activité du type thorium ne constitue que 5 à 7 pour 100 de l'activité initiale totale.

D'après la théorie on a, dans le cas du petit volume,

$$\frac{\mathcal{N}'}{\mathcal{N}} = \frac{\lambda' N'}{\lambda N} \frac{n'_2 + n'_3}{n_1 + n_3},$$

et, dans le cas d'un grand volume, avec l'hypothèse $k = k'$

$$\frac{\mathcal{N}'}{\mathcal{N}} = \frac{\lambda' N'}{\lambda N} \frac{\lambda_1}{\lambda'_1} \frac{n'_2 - n'_3}{n_1 - n_3}.$$

(¹) La valeur indiquée ici n'est pas celle qu'on trouve dans les Mémoires originaux, où l'on a utilisé soit la formule relative aux petits volumes, soit d'autre modes de calcul qui ne me semblent pas corrects.

Le rapport $\frac{\delta'}{\delta}$ se trouve donc multiplié par $\frac{\lambda_1}{\lambda'_1}$, soit environ 210, quand on passe d'un petit volume à un grand volume, l'exposition étant longue dans les deux cas. Dans les expériences décrites, le sens du phénomène est conforme à la théorie, puisque le rapport $\frac{\delta'}{\delta}$ est environ 25 fois plus grand dans les expériences d'activation à l'air libre que dans les expériences faites par la méthode Sella. De plus, on devait s'attendre à ce que le rapport $\frac{\delta'}{\delta}$ pour les expériences à air libre soit très inférieur à celui que prévoit la théorie qui ne tient compte ni de la recombinaison ni de l'effet des poussières, ces deux causes ayant pour effet de diminuer ce rapport. Il est donc naturel de constater que le rapport $\frac{\delta}{\delta}$ pour l'air libre est seulement 25 fois plus grand que celui qu'on obtient par la méthode Sella et non 210 fois plus grand comme le prévoit la théorie approchée. Le rapport $\frac{N'}{N}$, calculé d'après les expériences faites par la méthode Sella, serait d'environ 10^{-5}.

Dans certaines expériences la nature de la radioactivité induite acquise par le fil n'a pu être complètement expliquée par la superposition des types radium et thorium (1). Des faits de cette nature conduisent à envisager l'existence d'une radioactivité induite de provenance inconnue. On peut cependant aussi remarquer que l'interprétation complète des résultats expérimentaux peut présenter des difficultés. En dehors du dépôt de radium A et de thorium A il peut être nécessaire de tenir compte d'un dépôt des substances dérivées des précédentes. Enfin des perturbations peuvent être occasionnées, si le maniement des fils très longs couramment utilisés entraîne une perte de dépôt actif, dont certaines parties se détachent facilement.

222. **Dosage direct de l'émanation du radium dans l'air atmosphérique. Variations de la radioactivité atmosphérique.** — Des essais de détermination directe de la quantité d'émanation du radium contenue dans l'atmosphère ont été faits par M. Eve (2) qui

(1) Runge, *Gött. Nachr.*, 1907. — Paccini, *Nuovo Cimento*, 1908.
(2) Eve, *Phil. Mag.*, 1906.

faisait passer très lentement un volume connu d'air atmosphérique au travers d'un tube contenant du charbon qui absorbait l'émanation. Celle-ci était ensuite chassée du charbon par la chauffe et recueillie dans une chambre d'ionisation. La quantité d'émanation contenue dans 1^{m^3} d'air était très variable et en moyenne égale à celle qui correspond à 60.10^{-12} gramme de radium. Cette valeur est du même ordre que celle obtenue par la méthode d'activation d'une électrode dans un récipient fermé.

Des résultats absolument analogues ont été obtenus par la méthode qui consiste à faire passer l'air dans un serpentin immergé dans un bain d'air liquide (1). La teneur d'un mètre cube d'air en émanation était variable suivant les expériences, bien que la condensation fût complète. Cette teneur correspondrait à l'équilibre avec 40 à 200.10^{-12} gramme de radium; la valeur moyenne étant environ 90.10^{-12} gramme.

Le nombre q_∞ des atomes d'émanation qui sont en équilibre avec un gramme de radium est égal à $\Delta\theta$, si Δ est le nombre des atomes d'émanation formé par unité de temps à partir d'un gramme de radium, et θ la vie moyenne de l'émanation. En posant $\Delta = 3,4.10^{10}$ et $\theta = 5.10^5$ sec., on trouve $q_\infty = 1,7.10^{16}$. Il en résulte que le nombre d'atomes ou de molécules d'émanation dans l'air atmosphérique est environ $1,7.10^6$ par mètre cube et environ 1,7 par centimètre cube.

En appréciant la teneur en émanation par l'intensité d'activation d'un fil chargé, on trouve, comme par les méthodes de dosage directes, des résultats qui varient dans de larges limites, aussi bien en un même endroit que d'un endroit à l'autre.

Pour suivre la teneur de l'air en émanation au voisinage du sol, M. Ebert (2) a utilisé un dispositif qui consiste à mesurer et à enregistrer l'ionisation de l'air dans un condensateur contenu dans un grand récipient placé sur le sol; l'émanation qui s'échappe du sol peut pénétrer librement dans le récipient et dans la chambre d'ionisation. L'électrode, qui est réunie au système électrométrique, est chargée négativement et recueille le dépôt actif; on peut apprécier l'ionisation produite à un moment donné par

(1) Ashman, *Amer. Journ. of Sc.*, 1908. — Satterly, *Phil. Mag.*, 1908.
(2) Ebert, *Phys. Zeit.*, 1909.

celui-ci, en remplaçant l'électrode par une électrode inactive. L'ionisation restante est due aux émanations radioactives et au rayonnement pénétrant du sol.

La radioactivité atmosphérique est variable avec les conditions météorologiques. Les émanations radioactives se dégagent du sol, et, conformément à cette circonstance, la teneur du sol et de l'atmosphère en émanation dépend de la perméabilité du sol, de son humidité et de la pression barométrique. Un sol gelé ou humide contient plus d'émanation qu'un sol poreux et sec ([1]). La teneur en émanation dans l'atmosphère augmente à la suite d'une baisse de pression qui permet le dégagement de l'émanation accumulée dans les pores du sol.

Une variation diurne a été signalée pour la radioactivité de l'atmosphère ([2]).

La quantité de dépôt actif recueillie semble être plus grande à basse température qu'à température élevée; elle augmente aussi quand la pression s'abaisse. Au bord de la mer Baltique on recueille en moyenne $\frac{1}{3}$ seulement de l'activité obtenue à Wolfenbüttel, en Allemagne. Dans l'air contenant une pluie fine au voisinage des chutes du Niagara, on trouve beaucoup moins de dépôt actif qu'à Toronto (Mc Lennan), l'air étant probablement purgé de radioactivité par les gouttes qui tombent.

La relation de la radioactivité atmosphérique avec les conditions météorologiques est encore très peu connue, bien qu'un nombre assez grand d'observations ait été publié à ce sujet. Pour préciser nos connaissances à ce point de vue, il serait nécessaire d'effectuer des séries de recherches dans des conditions bien déterminées, en se laissant guider par une théorie dans le genre de celle qui a été exposée ici. Diverses observations s'expliquent bien par cette théorie. Ainsi, par exemple, l'activation des fils à l'air libre paraît plus intense aux hautes altitudes; ce fait pourrait être attribué à l'absence de poussières, de même que le fait connexe de l'augmentation de conductibilité de l'air à ces altitudes élevées. Une forte activation a été obtenue dans certains cas en présence d'un brouillard; l'activation pouvait être due à l'entraînement

---

([1]) Gockel, *Phys. Zeit.*, 1908.
([2]) Simpson, *Phil. Trans.*, 1906. — Ebert, *Phys. Zeit.*, 1909.

vers le fil chargé de gouttelettes relativement grosses qui avaient absorbé toute la radioactivité induite de l'air et qui sont attirées vers le fil plus rapidement que les poussières ordinaires de dimensions plus petites.

223. **Radioactivité du sol et des eaux.** — La présence de matières radioactives a été mise directement en évidence dans le sol, les roches et les minéraux, dans les eaux de diverses sources et dans l'eau des mers. On peut dire actuellement que les substances radioactives, et, en particulier, le radium, sont répandues partout à la surface de la terre; ce dernier corps s'y trouve, en général, à l'état de dilution extrême.

Les recherches de M. Curie sur les minéraux avaient montré que seuls les minéraux radioactifs proprement dits ont une activité qui peut dépasser la fraction 0,01 de celle de l'uranium. Dans les recherches dont la description va suivre, il s'agissait de radioactivité tout à fait minime.

Afin d'interpréter la conductibilité de l'air des cavernes, MM. Elster et Geitel [1] ont examiné l'activité des divers terrains. On observait, au moyen d'un appareil de mesures très sensible, l'augmentation de conductibilité communiquée à l'air d'une chambre d'ionisation par la présence d'une certaine quantité de terre. Les divers terrains étudiés ont manifesté une radioactivité permanente extrêmement faible; certaines argiles se sont montrées relativement très actives; les roches inattaquées de l'intérieur du sol semblaient moins actives; les calcaires purs se montraient presque inactifs, ainsi que les sables quartzeux. Les activités les plus fortes étaient comparables à la fraction $\frac{1}{3000}$ de l'activité de la pechblende. Une terre particulièrement active est le *fango*, argile à base de chaux et de fer, constituant un limon déposé par les sources chaudes de Battaglia, dans l'Italie du Nord; cette terre est 4 fois plus active que la plus active des argiles ordinaires. En la traitant par l'acide chlorhydrique étendu bouillant, en ajoutant un peu de baryum à la solution et en précipitant ce baryum par l'acide sulfurique, on a pu entraîner la substance active contenue dans le *fango* et obtenir une matière 100 fois plus active que le

---

[1] Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1904.

fango primitif, mais encore 120 fois moins active que le sulfate d'uranyle et de potassium. Il a été prouvé que cette matière émet l'émanation du radium.

MM. Elster et Geitel [1] ont ensuite constaté la présence de matières radioactives dans les sédiments des sources de Bade. Ces sédiments ont une activité comparable à celle des sels d'urane; ils se composent de carbonate de chaux, et l'activité est due au thorium et au radium. Les observations sur la radioactivité de dépôts de sources sont actuellement très nombreuses. On peut citer l'extraction du radiothorium des dépôts des sources d'Echaillon et de Salin-Moutiers, par M. Blanc, et l'extraction du même corps des dépôts de Kreuznach par MM. Elster et Geitel [2]. La présence du radium a été mise en évidence par M. Strutt dans les dépôts des sources de Bath.

Quand l'air atmosphérique barbote dans de l'eau de source, sa conductibilité spontanée se trouve, en général, augmentée. Ce fait a été mis en évidence par MM. Pochettino et Sella [3] et par M. J.-J. Thomson [4]. L'accroissement de conductibilité a été attribué à la présence d'une émanation radioactive, et l'émanation contenue dans les eaux de Cambridge a été reconnue semblable à l'émanation du radium [5]. Presque simultanément, M. Himstedt [6] a établi la présence de l'émanation du radium dans les eaux de Freiberg et dans les sources de pétrole.

L'eau de pluie et l'eau distillée ne contiennent pas d'émanation. L'eau des ruisseaux, fleuves et lacs et celle de la mer sont moins actives que l'eau des sources. Les sources thermales contiennent souvent plus d'émanation que les sources ordinaires, et leurs dépôts sont quelquefois riches en matières radioactives. Le nombre des sources dont l'eau a été soumise à l'étude est actuellement très grand, et l'émanation observée est généralement celle du radium. On peut examiner : 1° la quantité d'émanation contenue dans un litre d'eau de suite après extraction de la source; 2° la quantité

---

(1) Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1904.
(2) Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1906.
(3) Pochettino et Sella, *Acad. Lincei*, 1902.
(4) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, 1902.
(5) Adams, *Phil. Mag.*, 1903.
(6) Himstedt, *Ann. d. Phys.*, 1904.

d'émanation contenue dans un litre de gaz s'échappant de la source; 3° la quantité de radium contenue dans un litre d'eau de source. Certaines eaux contiennent, en effet, du radium, tandis que d'autres ne contiennent que son émanation. Dans le premier cas l'émanation se reforme dans le liquide après en avoir été complètement chassée; dans le deuxième cas, l'eau privée d'émanation et conservée en vase clos reste inactive. Quand l'eau de source contient du radium ou du thorium, les sédiments sont, en général, actifs et contiennent les mêmes matières.

La quantité d'émanation contenue dans les eaux et les gaz des sources, recueillis et conservés pour l'examen, diminue avec le temps; si l'étude n'est pas faite aussitôt, il faut tenir compte de cette diminution. De plus la quantité d'émanation observée peut dépendre dans une certaine mesure de la manière dont l'eau et les gaz ont été recueillis. Enfin la radioactivité des sources n'est pas constante, mais éprouve des oscillations spontanées importantes.

Quand une eau de source ne contient pas de radium, l'émanation du radium qu'elle renferme doit provenir des terrains traversés par les eaux. On observe, en général, que les gaz dégagés au griffon d'une source sont plus actifs que les eaux, ce qui tient à la valeur peu élevée du coefficient de solubilité de l'émanation du radium.

Des sources très voisines peuvent avoir une radioactivité très différente. Il ne semble pas exister de relation entre la radioactivité d'une source et la température de ses eaux; parmi les sources radioactives, il en est de chaudes et de froides. Les sources les plus actives se rencontrent dans les terrains formés par les roches éruptives anciennes; telles sont par exemple les sources de Bad Gastein, de Baden-Baden, de Plombières.

La quantité d'émanation extraite d'une quantité donnée d'eau de source, ou contenue dans un volume donné de gaz de source, peut être mesurée dans une chambre d'ionisation à gaz par les méthodes ordinaires; s'il s'agit de l'émanation du radium, la mesure se fait le plus exactement 3 heures après l'introduction de l'émanation, quand le courant a atteint sa valeur maximum. Pour extraire l'émanation contenue dans les eaux on fait bouillir un volume donné d'eau, et l'on recueille les gaz chassés par l'ébullition. On peut aussi agiter un volume donné d'eau avec un volume donné d'air; l'émanation se partage entre l'eau et l'air, et si l'on

connaît le coefficient de solubilité, la mesure de la concentration de l'émanation dans l'air ainsi activé permet de déduire la valeur de sa concentration primitive dans l'eau qui a servi pour l'expérience (§ 63).

Pour rendre comparables les diverses mesures, le meilleur procédé consiste à comparer l'ionisation observée à celle qui serait obtenue dans le même appareil de mesures avec l'émanation dégagée en un temps connu par une solution titrée de sel de radium pur. On peut aussi indiquer en valeur absolue le courant de saturation obtenu avec l'émanation provenant d'un volume donné d'eau ou de gaz, mais en ce cas les nombres obtenus dépendent de la forme de la chambre d'ionisation.

La quantité d'émanation contenue dans un litre d'eau ou de gaz d'une source fortement radioactive est de l'ordre de celle qui est produite en une minute par un milligramme de radium. L'unité du milligramme-minute a été couramment employée par P. Curie et M. Laborde dans l'indication de la radioactivité des sources. Le nombre des sources qui ont été étudiées est déjà considérable, et les études ont porté sur des endroits très différents [1].

Le Tableau suivant indique en milligrammes-minutes la quantité q d'émanation du radium contenue dans 10 litres de gaz ou d'eau de source.

---

[1] J.-J. Thomson, *Eaux de Cambridge* (*Phil. Mag.*, 1902). — Adams, *Phil. Mag.*, 1903. — Pochettini et Sella, *Rend. Accad. Lincei.*, 1902. — Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1902, 1903. — Bumstead et Wheeler, *Sources de New Haven* (*Amer. Journ. of Sc.*, 1903). — Strutt, *Eaux de Bath* (*Phil. Mag.*, 1904). — Curie et Laborde, *Sources de France* (*C. R. de l'Ac.*, 1904 et 1906). — Mache et Meyer, *Sources de Gastein et de Bohême*, 1904 (*Wiener Ber.*, 1904, et *Phys. Zeit.*, 1905). — Engler et Sievecking, *Sources de Baden-Baden* (*Chem. Zeit.*, 1907). — H.-W. Schmidt et Kurz, *Sources de Hesse* (*Phys. Zeit.*, 1905 et 1906). — Boltwood, *Sources des Etats-Unis* (*Amer. J. of Sc.*, 1904). — Munoz del Castillo, *Sources d'Espagne* (*Soc. Esp. de Fisic.*, 1907). — Battelli et Dechiali, *R. Ac. Lincei*, t. XV. — Engler, *Zeit. für anorg. Chemie.*, t. LIII.

Localité.		Nom de la source.	Température.	q. Eau.	q. Gaz.	
Plombières	(France).....	Capucins.	46°	0,84	4,06	Curie et Laborde.
»	»	Vauquelin.	69	0,38	10,04	» »
La Bourboule	»	Puits Choussy.	60	3,19	19,3	Laborde.
Bourbon-Lancy	»	Le Lymbe.	58	0,17	1,78	Curie et Laborde.
Uriage	»	Source principale.	27,2	0,015		Besson.
Bussang	»	Grande Salmade.	13	1,3		Laborde.
Aix-les-Bains	»	Source d'Alun.	47	0,55	3,08	Curie et Laborde.
Luchon	»	Grande source Bordeu.	13	2,20	18,36	Moureu.
Dirza (Corse).	»	Source Dirza.	12	0,42		Laborde.
Gastein	(Autriche)....	Grabenbäckerquelle.	36,3		69,6	Curie et Laborde
»	»	»		11,0	40,0	Mache et St. Meyer.
»	»	»		10,6	40,0	Engler et Sievecking.
»	»	Elisabethstollen.		9,4	29,2	Mache et St. Meyer.
»	»	Elisabethquelle S.	46	9,9		Engler et Sievecking.
»	»	» II.	46,8	8,7		» »
»	»	» N.	42,5	1,48		» »
»	»	Wersenfallquelle.		7,5		Mache et St. Meyer.
Karlsbad	»	Eisenquelle.	8,4	2,7		» »
»	»	»		3,87		Engler et Sievecking.
»	»	Mühlbrunnen.	39,2	2,23	6,6	Mache et St. Meyer.
»	»	Sprudel.	72,5	0,014		Engler et Sievecking.
Marienbad	»	Nebenquelle.	6,4	0,475		Mache et St Meyer.
Teplitz Schönau	»	Steinbadquelle.	39,5	0,465		» »
Franzensbad	»	Neuquelle.	10	0,068		» »
Wiesbaden	(Allemagne).	Qu. v. Doctor Kurz.	31,0	0,84		Henrich et Brugge.
Odenwald	» .	Hintenbrunnenqu.		0,765		Schmidt et Kurz.
Spessart	» .	Albertquelle.		0,433		» »
Baden-Baden	» .	Büttquelle.	23,5	7,65		Engler et Sievecking.
» »	» .	Murquelle.	59,0	1,94		» »
Bad Nauheim	» .	Karlsbrunnen.	15	1,74		Schmidt et Kurz.
Bad Soden am Taunus	» .	Champagnerbrunnen.	11,3	1,34		» »
Bad Kreuznach	» .	Inselquelle.	12,6	1,24		» »
Ile d'Ischia.....		Altrömische qu.	57	26,4		Engler.
Aguas Lerez		Aceñas.		8,85		Munoz del Castillo.

L'appareil de mesures utilisé a reçu chez divers auteurs des formes différentes, tous les modèles étant d'ailleurs analogues; la figure 26 représente un appareil qui a été établi par MM. Chéneveau et Laborde pour la mesure de l'émanation des eaux minérales. Les nombres du Tableau ont été calculés par M. Laborde d'après ses propres expériences et celles des autres auteurs. Quand la comparaison avec une solution titrée de radium n'avait pas été directement faite, on déduisait cette comparaison de la valeur du courant mesuré, et des dimensions de la chambre d'ionisation.

La nature des gaz qui s'échappent des sources a fait l'objet de recherches spéciales. Ces gaz sont : le gaz carbonique, des traces d'oxygène, l'azote et les gaz rares : hélium, argon, néon. La présence de ces gaz rares dans les gaz émis par les sources a été reconnue et signalée par Lord Raleigh, par M. Ramsay et M. Dewar pour les sources de Bath, par M. Bouchard et M. Troost pour les sources des Pyrénées. M. Moureu [1] a fait une étude des gaz dégagés par les sources de France et a dosé les gaz rares dans leur ensemble; ces gaz étaient ensuite mis en présence de charbon refroidi dans un bain d'air liquide; dans ces conditions, l'hélium et une partie du néon restent libres, tandis que les autres gaz sont absorbés. L'argon et l'hélium sont surtout présents; on trouve beaucoup moins de néon et des traces seulement de crypton. L'hélium est dégagé dans toutes les sources, sans que le débit soit cependant en relation avec la radioactivité de la source. Ainsi la source du Lymbe, à Bourbon-Lancy, dont la radioactivité est très modérée, donne lieu au débit maximum d'hélium, dont la valeur atteint 10 000 litres par an dans 16 000 litres de gaz rares. On peut penser que l'hélium est en ce cas mis en liberté par l'action des eaux thermales sur les minerais de radium traversés par ces eaux. Quant à l'argon et au néon, ces gaz peuvent provenir de l'air atmosphérique.

La découverte des propriétés radioactives des sources a conduit à la supposition que l'action physiologique des eaux thermales pourrait s'expliquer par leur radioactivité. On sait que l'émanation du radium agit sur l'organisme. On a aussi souvent remarqué que certaines eaux thermales auxquelles on attribue des effets physiologiques très marqués, ne révèlent aucune composition chimique

---

[1] MOUREU, *Comptes rendus*, 1904 et 1906.

particulière (Bad Gastein, Plombières). Enfin, on peut rappeler l'opinion généralement répandue, d'après laquelle certaines eaux thermales perdent leur efficacité quelque temps après leur extraction de la source; ce fait pourrait s'expliquer par la destruction de l'émanation radioactive à laquelle serait due l'efficacité des eaux. L'émanation qui a été observée le plus souvent est celle du radium. Le dégagement de l'émanation du thorium a également été constaté. On a signalé de plus certains cas où l'émanation dégagée avait une constante radioactive différente de celles qui caractérisent les émanations connues. Ainsi MM. Mache et Adams ont signalé une émanation dont la période est de 3,4 jours, tandis que MM. Battelli, Occhialini et Chella (1) ont constaté dans les eaux de S. Giuliano (Toscane) la présence d'une émanation dont la période était de 6 jours et qui produisait une radioactivité induite diminuant de moitié en 37 minutes.

224. Teneur en radium à la surface de la terre. Teneur en uranium et thorium. — Nous venons de voir que le radium est répandu à la surface de la terre, dans la croûte et dans les eaux, en quantité minime. La concentration en radium a pu être mesurée; la méthode employée consiste à doser le radium par son émanation dans une quantité connue de substance. M. Strutt (2) a fait à ce sujet de nombreuses recherches et a soumis à l'examen un grand nombre de roches qui forment la croûte terrestre. Les roches étaient mises en dissolution soit directement par les acides étendus, soit à la suite d'une fusion avec des carbonates alcalins; dans ce dernier cas, on étudiait séparément la solution aqueuse du produit fondu et la solution acide du résidu insoluble dans l'eau. L'émanation s'accumulait dans la solution en vase clos pendant un temps connu; elle était ensuite chassée par ébullition de la solution et recueillie dans l'appareil de mesures. Les réactifs utilisés étaient préalablement essayés au point de vue de leur teneur en radium.

D'après les résultats de ces recherches, les roches les plus riches en radium sont les roches ignées granitiques. La teneur en radium des roches ignées varie entre 10.10^{-12} et $0,6.10^{-12}$ gramme de radium

(1) Battelli, Occhialini et Chella, *Il Nuovo Cimento*, 1906.
(2) Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, 1906.

par gramme de roche, avec une valeur moyenne $1,7.10^{-12}$ gramme.

La teneur moyenne en radium pour les roches sédimentaires est un peu inférieure; elle est de $1,1.10^{-12}$ gramme de radium par gramme de roche.

Les résultats numériques obtenus sont reproduits dans les Tableaux suivants :

Roches ignées.

Espèce minérale.	Localité.	Densité.	Ra en gramme. Par gramme.	Ra en gramme. Par cent. cube.
Granit	Rhodésie	2,63	$9,56 \times 10^{-12}$	$25,2 \times 10^{-12}$
»	Lamorna (Cornouailles)	2,62	9,35 »	24,5 »
Syénite à zircon	Brevig (Norvège)	2,74	9,30 »	25,5 »
Granit	Rosemorran (Cornouailles)	2,62	8,43 »	22,1 »
»	Cap de Bonne-Espérance	2,67	7,15 »	19,1 »
»	Saint-Yves (Cornouailles)	2,61	6,90 »	18,0 »
»	Shap Fell (Westmoreland)	2,65	6,63 »	17,6 »
Eléolite	Laurdal (Norvège)	2,70	4,88 »	13,2 »
Granit	Hayton (Devonshire)	2,61	3,69 »	9,64 »
Blue ground	Kimberley	3,06	3,37 »	10,3 »
Leucite	Somma du Vésuve	2,72	3,33 »	9,07 »
Granit à hornblende	Assouan	2,64	2,45 »	6,47 »
Syénite à augite	Laurvig (Norvège)	2,73	1,86 »	5,07 »
Péridot	Ile de Rum	3,15	1,37 »	4,32 »
Pitschtone	Ile de Eigg	2,41	2,06 »	4,97 »
Diorite à hornblende	Schriesheim (près Heidelberg)	2,89	1,98 »	5,73 »
Basalte à olivine	Jalisker Bay, Skye	2,89	1,32 »	3,82 »
Euchiste à olivine	Ile de Rum	2,97	1,28 »	3,80 »
Basalte	Victoria Falls	2,75	1,26 »	3,46 »
Granit à hornblende	M. Sorrel (Leicestershire)	2,71	1,25 »	3,38 »
Dolérite	Ile de Canna	2,95	1,24 »	3,65 »
Greenstone	Carrik Dû Saint-Yves	2,99	1,14 »	3,41 »
Basalte	Giants Causeway Antrim	2,80	1,03 »	2,89 »
Serpentine	Cadgwith, Lizard	2,60	1,00 »	2,60 »
Granit	Ile de Rum	2,61	0,723 »	1,89 »
Olivine	»	3,22	0,676 »	2,18 »
Dunite	L. Scaivig	3,34	0,664 »	2,22 »
Basalte	Ovifak Greenland	3,01	0,613 »	1,84 »

Roches sédimentaires.

Roches.	Provenance.	Radium par gramme, en gramme.
Oolite	Bath	$5,84 \times 10^{-12}$
»	Saint-Albans Head	4,05 »
Marbre	East Lothian	3,87 »
Argile de Kimmeridge	Ely	3,77 »
Caillaise	Galicie	3,04 »
Ardoise	Wales (?)	2,57 »
Ardoise silicifiée	Saint-Yves (Cornouailles)	2,50 »
Argile de Gault	Cambridge	2,13 »
Argile	Terling, Essex	1,73 »
Cailloux	East Lothian	1,68 »
Graviers	Terling Essex	1,42 »
Craie rouge	Hunstanton	1,07 »
Gros cailloux	Terling, Essex	1,06 »
Marbre blanc	Deccan, Inde	0,54 »
Marbre	East Lothian	0,52 »
Craie	Fond du puits Cherry Hinton, Cambridgeshire	0,78 »
Craie	Partie supérieure du même puits	0,25 »

Minéraux.

Zircon	Oural	865×10^{-12}
»	Caroline du Nord	658 »
»	Brevig	139
»	Kimberley	74,8 »
Perofskite	Magnes Cove, Arkansas	197 »
Sphène	(?)	102 »
Apatite	Suède	29,7 »
»	Californie	11,0 »
Hornblende	(?)	4,27
Tourmaline	Devonshire	3,32 »
Labradorite	Labrador	1,1 (?) »
Feldspath blanc	Nellore (Inde)	0,6 (?) »
Mica blanc	Nellore (Inde)	1,0 (?) »
Mica brun	Deccan (Inde)	1,0 (?) »
» »	(?)	0,00 »
Quartz blanc	Nellore (Inde)	0,00 »
Rutile	(?)	0,00 »
Ilménite	(?)	0,00 »

Des recherches faites par MM. Eve et M. Mc Intosh (1) sur les roches au voisinage de Montréal (Canada) ont conduit à une valeur moyenne de $1,1.10^{-12}$ gramme de radium par gramme de roche. La méthode utilisée était analogue à celle dont s'était servi M. Strutt. Des essais d'évaluation de la teneur en radium par l'utilisation des rayons pénétrants émis par les roches ont conduit à une teneur 10 fois plus grande, et ce résultat a été attribué à la présence dans les roches de thorium et de radiothorium dont le rayonnement pénétrant s'ajoute à celui du radium.

La teneur de l'eau de mer en radium a été examinée par divers savants. Cette teneur est très faible; de plus les résultats obtenus varient dans de larges limites. M. Strutt (2) a indiqué la valeur $0,08.10^{-12}$ gramme de radium par gramme de sels extraits de l'eau de mer, ce qui correspond à $2,3.10^{-15}$ gramme de radium par gramme d'eau de mer. M. Eve (3) a trouvé 9.10^{-16} gramme de radium comme valeur moyenne par gramme d'eau dans l'Atlantique du Nord. M. Joly (4) a trouvé en moyenne $3,4.10^{-14}$ gramme de radium par gramme d'eau de mer au voisinage des côtes et $1,1.10^{-14}$ gramme par gramme d'eau prise loin des côtes (océan Atlantique, océan Indien, Méditerranée); la teneur indiquée est très supérieure à celle indiquée par M. Eve. L'ionisation de l'air au-dessus de l'océan n'étant pas, d'après M. Eve, sensiblement différente de celle qu'on observe sur le continent, on pourrait penser que cette ionisation ne peut s'expliquer par la présence de radium dans l'eau de mer, mais plutôt par la présence dans l'atmosphère marine de l'émanation du radium amenée par les vents venant des continents. Cependant il faut remarquer que l'émanation du radium se dégage bien plus facilement de l'eau que du sol, et que, pour cette raison, la proportion de radium qui est nécessaire pour assurer une certaine ionisation dans l'atmosphère est moins élevée dans le cas de l'eau que dans le cas du sol. De plus, l'air marin ne contient pas de poussières susceptibles d'absorber les ions formés.

Les roches anciennes qui contiennent du radium doivent con-

---

(1) Eve et Mc Intosh, *Phil. Mag.*, 1907.
(2) Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXVIII.
(3) Eve, *Phil. Mag.*, 1907 et 1909.
(4) Joly, *Phil. Mag.*, 1908 et 1909.

tenir une proportion correspondante d'uranium. A une teneur en radium de 10^{-12} gramme correspond une teneur en uranium d'environ 3.10^{-6} gramme par gramme de roche. Les granits riches en radium se trouvent souvent au voisinage de gisements de minerais d'urane.

Un essai d'évaluation de la teneur du sol en thorium a été fait par M. Blanc [1], par la méthode suivante : un fil chargé négativement était placé sous une cloche au voisinage immédiat du sol; on déterminait l'activité induite du type thorium acquise par le fil après une exposition longue; cette activité pouvait atteindre dans ces conditions 80 pour 100 de l'activité totale. L'expérience était ensuite recommencée en plaçant le fil sous une cloche, recouvrant un mélange de terre et d'hydrate de thorium en proportion connue. On trouve ainsi que l'effet du sol indique une proportion 0,0017 pour 100 d'hydrate de thorium, soit une teneur d'environ $1,5.10^{-5}$ gramme de thorium par gramme de sol.

Des déterminations directes de la teneur en thorium à la surface de la terre ont montré que cet élément est très répandu dans la croûte terrestre et se trouve dans les roches éruptives, les laves, les roches sédimentaires et l'eau de l'Océan. Dans des expériences faites par M. Joly [2], une quantité connue de roche était mise en dissolution. On faisait bouillir la dissolution pour chasser l'émanation du radium qu'on dosait dans certains cas, puis on faisait passer dans le liquide un courant d'air qui entraînait l'émanation du thorium dans un appareil de mesures. L'effet obtenu était comparé à celui que fournit dans les mêmes conditions une solution qui contient une quantité connue de thorium. M. Blanc [3] séparait des roches les hydrates de terres rares contenant le thorium; l'activité de ces hydrates était mesurée et comparée à celle d'une quantité connue d'hydrate de thorium; on s'assurait par une étude préalable que l'activité ne pouvait être due au radium ou à l'actinium.

Les résultats de ces recherches ont été résumés dans le Tableau ci-après :

---

(1) Blanc, *Phys. Zeit.*, 1908.
(2) Joly, *Phil. Mag.*, 1909 et 1910.
(3) Blanc, *Phil. Mag.*, 1909.

		Teneur en thorium en gramme, par gramme de matière.	Teneur en radium en gramme, par gramme de matière.
Blanc	Syénite (La Balma, Biella)	$8,28.10^{-5}$	
	» (Bagni, Biella)	6,30 »	
	Granit (Baveno, Lake Major)	3,14 »	
	» (Vosges, France)	2,07 »	
Joly. Roches du tunnel St-Gothard.	Granits et gneiss du massif du Finsteraarhorn	1,85 »	$7,7.10^{-12}$
	Roches sédimentaires, Urserntmulde	0,97 »	4,9 »
	Massif Saint-Gothard	1,18 »	3,9 »
	Roches sédimentaires, Tessinmulde	0,51 »	3,4 »
Lave du Vésuve de 1906		2,6 »	
Basalt, Giants, Causeway		0,9 »	
Gneiss, tunnel du Simplon		1,1 »	
Calcaire carbonifère, Armagh		< 0,2 »	
Argile rouge du Pacifique		0,4 »	
Eau de mer, océan Indien		0,9 »	
» » Atlantique du Sud		< 1,1 »	

D'après ces résultats la radioactivité de la croûte terrestre n'est pas due seulement au radium, mais peut provenir en grande partie du thorium et de l'uranium. La présence de l'actinium a aussi été mise en évidence dans certains cas. M. Giesel a extrait de l'actinium de la terre végétale de l'île Capri (1), et certains observateurs ont signalé la production d'une radioactivité induite du type actinium sur des fils exposés dans l'air au voisinage du sol [Dadourian, Gockel (2)].

On peut chercher à se rendre compte de la correspondance qui existe entre la teneur du sol en radium et la teneur de l'atmosphère en émanation du radium.

Si un mètre cube d'air atmosphérique contient l'émanation qui est en équilibre avec 80.10^{-12} gramme de radium, et si un gramme de roches superficielles contient en moyenne $1,4.10^{-12}$ gramme de radium, 60^{s} de roches pourraient fournir l'émanation contenue dans

(1) Giesel, *Phys. Zeit.*, 1905.
(2) Gockel, *Phys. Zeit.*, 1907.

un mètre cube d'air, à condition que toute l'émanation produite puisse s'échapper. Si l'on admet que la proportion de l'émanation dégagée est d'environ 5 pour 100 pour une épaisseur de sol d'un mètre, on peut expliquer la teneur de l'atmosphère en émanation sur une hauteur de 2^{km} à 3^{km}. On peut remarquer que l'émanation ne se dégage pas seulement de la masse du sol, mais qu'elle se déverse aussi par des fissures et avec les eaux de source; par ce moyen l'émanation produite dans les couches profondes du sol peut également atteindre l'atmosphère. On voit donc qu'il n'y a aucune difficulté à expliquer la teneur de l'atmosphère en émanation au voisinage du sol par la présence du radium dans la croûte terrestre.

225. **Procédés de mesures de l'ionisation de l'air atmosphérique.** — Ainsi qu'il résulte de l'étude de la radioactivité de l'atmosphère, du sol et des eaux, l'ionisation de l'air atmosphérique est due à la présence dans l'air des émanations radioactives et de leurs dépôts actifs, et aux radiations pénétrantes provenant du sol. Il est peu probable qu'il existe une ionisation appréciable de l'air indépendante de la radioactivité de l'atmosphère et de la croûte terrestre.

L'étude systématique de l'ionisation de l'atmosphère offre un grand intérêt; la présence des ions intervient, en effet, dans divers phénomènes météorologiques, tels que l'existence d'un champ électrique à la surface de la terre et les variations de ce champ, et la production des nuages par condensation de la vapeur d'eau sur les centres chargés.

MM. Elster et Geitel [1] observaient l'ionisation de l'air atmosphérique en mesurant la vitesse de décharge d'un cylindre chargé exposé à l'air et relié à un électroscope. Cette méthode très simple fournit des résultats qui varient beaucoup avec les conditions de l'expérience telles que le vent ou la protection du conducteur de déperdition. Une méthode plus précise indiquée par M. Ebert [2] consiste à faire passer un volume d'air connu dans un condensateur cylindrique dont l'électrode centrale est reliée à un électroscope,

---

[1] Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1899.
[2] Ebert, *Phys. Zeit.*, 1901.

tandis que le cylindre extérieur est porté à un potentiel convenable. Si la vitesse du courant d'air est convenablement réglée, tous les ions d'un signe contenus dans le volume d'air considéré pourront être recueillis par l'électrode (§ 7); en renversant le sens du champ on recueille les ions de signe contraire. Cette méthode qui est actuellement utilisée de préférence, se prête aussi à l'enregistrement automatique des résultats obtenus; un dispositif enregistreur des ions de l'atmosphère a été établi par MM. Langevin et Moulin [1].

Pour que tous les ions d'un certain signe et de mobilité k puissent être recueillis par l'électrode centrale, la longueur l de celle-ci doit avoir une valeur suffisante. Si V est la différence de potentiel entre les deux armatures du condensateur, C la capacité de celui-ci par unité de longueur et Δ le débit d'air en volume, on doit avoir

$$l > \frac{\Delta}{4\pi k C V}.$$

L'air atmosphérique contient des ions de deux espèces : 1° *les petits ions*, absolument comparables à ceux qui sont créés dans l'air exempt de poussières par les rayons Röntgen ou les rayons Becquerel; ces petits ions doivent vraisemblablement tous leur origine à la radioactivité du sol et de l'atmosphère; leur mobilité est de l'ordre de $1^{cm},5$ par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre; 2° *les gros ions*, véritables particules ou gouttelettes chargées dont le diamètre est de l'ordre du centième de micron, et la mobilité 1000 à 3000 fois plus petite que celle des petits ions. La charge qu'ils représentent par unité de volume peut être beaucoup plus grande que celle représentée par les petits ions, le rapport pouvant atteindre 50, mais la conductibilité qu'ils communiquent à l'air atteint à peine quelques pour 100 de la conductibilité totale, parce que cette conductibilité dépend du produit de la densité en volume des charges par leur mobilité. La formation des gros ions a été expliquée par M. Langevin [2] par la diffusion des petits ions vers les particules neutres suspendues dans l'atmosphère; il s'établit un régime d'équilibre entre le nombre des gros ions ainsi formés

---

(1) Langevin et Moulin. *Le Radium*, 1907.
(2) Langevin, *Soc. de Phys.*, 1905.

et le nombre de ceux qui reconstituent des particules neutres par recombinaison avec les petits ions de signe opposé. La proportion de gros ions dans l'atmosphère croît avec le degré d'impureté de celle-ci, et cet accroissement se fait aux dépens de la proportion des petits ions simultanément présents.

On peut considérer comme vraisemblable que les gros ions et les particules neutres de l'air jouent le rôle de centres de condensation de la vapeur d'eau pour les nuages qui se forment à des altitudes au-dessous de 2000^{m}. Ces particules peuvent, en effet, condenser la vapeur d'eau à peine sursaturante, et en leur présence la condensation dans une masse d'air humide qui s'élève peut être déterminée par un refroidissement faible. En raison de sa pesanteur, le nuage ainsi formé peut se trouver abandonné par la masse d'air qui s'élève; celle-ci ne pourra alors former de nouvelles gouttes qu'à une altitude beaucoup plus élevée, quand le refroidissement aura donné lieu à une sursaturation suffisante pour que la condensation puisse avoir lieu sur les petits ions; les couches de nuages élevées (jusqu'à 10^{km} ou 12^{km}) sont probablement formées dans ces conditions.

Dans l'appareil de MM. Langevin et Moulin les petits ions sont recueillis dans un condensateur dont l'électrode a une longueur de 20^{cm} et un diamètre de $1^{cm},8$, tandis que le tube extérieur a 5^{cm} de diamètre et 30^{cm} de longueur; le débit d'air est d'environ 1,3 litre par seconde et la différence de potentiel entre l'électrode et le tube est de 8 à 10 volts; le nombre des gros ions recueillis dans ces conditions est négligeable. Pour recueillir ces derniers on utilise un condensateur dont le tube extérieur a 130^{cm} de longueur et 7^{cm} de diamètre, tandis que l'électrode a 120^{cm} de longueur et 5^{cm} de diamètre; le débit est d'environ 0,26 litre par seconde et la différence de potentiel de 300 à 400 volts. On peut corriger le nombre obtenu en tenant compte de la proportion des petits ions qui est connue par l'expérience directe. L'enregistrement des charges est obtenu par une méthode photographique; sous l'influence de la charge recueillie par l'électrode, l'électromètre dévie; l'image d'un filament vertical de lampe à incandescence formée par le miroir de l'électromètre se déplace le long d'une fente horizontale derrière laquelle tourne un tambour sur lequel est entourée une feuille de papier sensible. Chaque fois qu'un volume

donné d'air a passé, l'électromètre est automatiquement remis au zéro, le sens du champ est renversé, puis l'électromètre est à nouveau isolé; l'enregistrement des charges de signes contraires est ainsi rendu automatique et alternatif.

Connaissant en valeur absolue la charge d'un signe contenue dans un volume donné d'air, on peut en déduire le nombre des ions du même signe si la charge d'un ion est connue. En admettant que la charge d'un ion est voisine de 4.10^{-10} unité électrostatique, on trouve que le nombre des petits ions d'un signe est de l'ordre de 1000 ions par centimètre cube dans l'air peu chargé de poussières.

Le nombre d'ions mesuré directement par la méthode d'Ebert peut être susceptible d'une correction appréciable provenant de l'accumulation du dépôt actif sur l'armature négative du condensateur. En raison de cette accumulation, le courant de charge de l'électrode croît en fonction du temps pendant l'aspiration de l'air; quand l'aspiration est arrêtée, on observe dans le condensateur un courant décroissant. Les ions recueillis par l'électrode ne sont donc pas seulement ceux qui étaient contenus dans l'air admis dans le condensateur, mais aussi ceux qui se forment à l'intérieur du condensateur par suite de l'activation des parois de celui-ci. En observant la loi de variation du courant en fonction du temps, on peut évaleur l'importance de cet effet ; en opérant ainsi M. Kurz (1) a trouvé que la correction est de l'ordre de 4 pour 100 pour le dispositif expérimental employé.

L'ionisation de l'air atmosphérique au voisinage immédiat du sol est beaucoup plus grande que celle qui est observée à une certaine distance. MM. Ebert et Kurz ont mesuré et enregistré la conductibilité qu'on peut obtenir entre le sol et une plaque métallique placée à 5^{cm} de distance (2). Il résulte de ces expériences que le nombre d'ions produits dans 1^{cm^3} d'air contenu dans le sol est d'environ 330 par seconde. Les mesures faites avec l'appareil enregistreur de M. Ebert (§ 222), ont conduit à un résultat très analogue.

226. Origine de l'ionisation de l'air atmosphérique. Ionisation en

---

(1) Kurz, *Phys. Zeit.*, 1908.

(2) Kurz, *Phys. Zeit.*, 1910.

vase clos. — La dissémination des substances radioactives connues dans le sol et la présence de leurs émanations radioactives et des dépôts actifs dans l'atmosphère sont des causes qui entretiennent dans l'air atmosphérique une ionisation permanente. On peut se demander si ces causes interviennent seules et si, en dehors de leur action, il existe encore une ionisation supplémentaire des gaz de l'air. Le nombre d'ions présents dans l'unité de volume de l'air est déterminé par un équilibre de régime entre la production, la recombinaison et l'effet du champ électrique terrestre; ce nombre est de plus constamment influencé par les conditions météorologiques et ne constitue pas une donnée numérique simple et constante. Des résultats de signification plus simple peuvent être obtenus par la mesure de la production d'ions dans un vase clos, cette production étant évaluée par l'intensité du courant de saturation qu'on peut obtenir dans une chambre d'ionisation entièrement close. Toutefois, en utilisant cette méthode, on introduit une nouvelle cause d'action possible : l'effet des parois. Celles-ci peuvent intervenir soit par les rayons secondaires qu'elles émettent sous l'influence des rayons primaires qui pénètrent dans la chambre, soit par une radioactivité qui leur serait propre, ainsi que le supposent certains auteurs qui ont interprété dans ce sens les résultats de leurs expériences.

L'ionisation en vase clos peut être déterminée directement par les causes suivantes :

1° Rayons pénétrants qui entrent dans la chambre d'ionisation au travers des parois et qui sont émis soit par les substances radioactives présentes dans le sol, soit par les particules de dépôts actifs suspendues dans l'atmosphère (rayonnement extérieur);

Rayons secondaires émis par les parois de la chambre sous l'action des rayons pénétrants primaires;

2° Rayons émis par des émanations radioactives contenues dans la chambre et par les dépôts actifs formés sur la face interne de la paroi, et rayons secondaires accompagnant ces rayons primaires; les émanations radioactives peuvent avoir été introduites avec l'air extérieur; on peut aussi envisager le cas où les parois dégageraient de telles émanations;

3° Rayons provenant de la paroi elle-même, si celle-ci est

radioactive, et rayons secondaires accompagnant ces rayons primaires. La radioactivité de la paroi peut être attribuée à la présence d'impuretés radioactives connues; ou bien elle peut être considérée comme une propriété caractéristique de la matière qui constitue la paroi.

Chacune de ces trois catégories peut comporter des rayons pénétrants et des rayons absorbables, de sorte que l'ensemble des radiations actives constitue, dans le cas général, un rayonnement hétérogène.

L'expérience a montré que la production d'ions dans des vases clos dont la paroi ne semble pas contenir d'impuretés radioactives est de l'ordre de 10 ions par centimètre cube et par seconde et dépend de la nature de la paroi. Ce dernier résultat peut en principe s'expliquer soit par une radioactivité générale très faible propre à toute matière et variant avec la nature de celle-ci, soit par ce fait que chaque matière se comporte d'une manière différente en ce qui concerne l'absorption du rayonnement extérieur et l'émission de rayons secondaires sous l'action de ce rayonnement extérieur primaire.

Il est utile de se rendre compte du nombre des ions qui peuvent être produits dans l'atmosphère par la radioactivité de la croûte terrestre et de l'air atmosphérique. Nous avons vu que l'air contient par mètre cube une quantité d'émanation du radium qui serait en équilibre avec environ 10^{-10} gramme de radium; la quantité d'émanation par centimètre cube d'air correspond donc à 10^{-16} gramme de radium et le nombre des particules α de chaque groupe émises dans un centimètre cube est $3{,}4 . 10^{-6}$ par seconde. La production d'ions correspondante est donnée par la formule

$$q = 3{,}4 . 10^{-6} (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3),$$

ν_1, ν_2, ν_3 étant les nombres d'ions produits respectivement par une particule α de l'émanation, du radium A et du radium C. En posant $\nu_1 + \nu_2 + \nu_3 = 6 . 10^5$, on trouve

$$q = 2{,}5 \quad \text{par cm}^3 \text{ et sec.}$$

On peut montrer que la production d'ions attribuable aux rayons pénétrants du dépôt actif du radium répandu dans l'atmosphère est bien moins importante que la production due aux rayons α.

Examinons d'abord le cas des rayons β. L'expérience a montré que, dans l'air sous 1^{mm} de pression, une particule β de grande vitesse émise par le radium produit environ un ion d'un signe sur une longueur de 10^{cm} (Durack); le nombre d'ions produits par centimètre dans l'air sous la pression atmosphérique est donc 76, et le nombre d'ions produits le long du parcours total est $\frac{76}{\mu}$, si μ est le coefficient d'absorption des rayons dans l'air. En admettant que ce coefficient varie proportionnellement à la densité de la matière absorbante et que sa valeur pour l'aluminium est égale à 13, on trouve que le nombre d'ions produits en tout par une particule β est environ 12 600. Le nombre des particules α émises par l'émanation et le dépôt actif en équilibre avec un gramme de radium est $10,2.10^{10}$; le nombre des particules β est environ 10.10^{10} (Makower); ces deux nombres sont peu différents. Comme une particule α produit en moyenne 200 000 ions, le rapport des ionisations dues aux rayons α et aux rayons β est environ $\frac{200\,000}{12\,600}$, soit 16. Ce calcul s'applique aux rayons β de grande vitesse; les électrons plus lents, tels qu'ils sont produits par le radium B, ont un pouvoir ionisant plus élevé que les électrons rapides; en revanche leur coefficient d'absorption est beaucoup plus grand, et l'ionisation totale doit être inférieure à celle produite par une particule rapide.

Pour évaluer l'ionisation due aux rayons γ, désignons par p la quantité de radium qui se trouverait en équilibre avec l'émanation contenue dans l'unité de volume, et soit K le nombre d'ions qui seraient produits par seconde dans l'unité de volume par un gramme de radium placé à l'unité de distance, si le rayonnement n'était pas absorbé; soit μ le coefficient d'absorption des rayons par l'air. Considérons l'ionisation en un point P comme produite par les rayons γ émis par des couches comprises entre des sphères ayant leurs centres en P. L'ionisation i en P, attribuable au radium distribué uniformément dans la couche comprise entre les sphères de rayons r et $r + dr$ et rapportée à l'unité de volume, est donnée par la relation

$$i = \frac{4\pi r^2\, dr\, p\, \mathrm{K}}{r^2}\, e^{-\mu r} = 4\pi p\, \mathrm{K}\, e^{-\mu r}\, dr,$$

et l'ionisation totale I obtenue en P par unité de volume est

donnée par la formule

$$\delta = \int_0^\infty 4\pi p K e^{-\mu r} dr = \frac{4\pi p K}{\mu}.$$

Dans le cas actuel tout se passe comme si l'on avait

$$p = 80.10^{-18} \frac{gr}{cm^3} \text{ environ.}$$

Le coefficient d'absorption μ déduit de celui qui a été déterminé pour l'eau, par application de la loi des densités, est égal à 0,000044. La constante K a été déterminée par M. Eve qui a fait agir une quantité connue de radium sur une chambre d'ionisation placée à une distance convenable; on trouve $K = 3 \times 10^9$, pour un gramme de bromure de radium, soit $5,13.10^9$ pour un gramme de radium. On déduit de ces données $\delta = 0,12$, nombre environ 20 fois plus petit que celui qu'on obtient pour les rayons α.

Les expériences faites par la méthode Sella indiquent que l'ionisation produite dans l'atmosphère par l'émanation du thorium et ses dérivés est moins importante que celle qui est produite par l'émanation du radium et ses dérivés et constitue probablement quelques pour 100 de cette dernière. On peut donc prévoir que la production totale d'ions, par les émanations et les dépôts actifs contenus dans l'atmosphère, est d'environ 3 ions par centimètre cube et par seconde.

Il reste à examiner l'ionisation attribuable au rayonnement pénétrant de la matière radioactive contenue dans le sol. On peut admettre que cette ionisation est la moitié de celle qui serait produite dans une cavité placée dans le sol à une profondeur suffisante. Le nombre δ d'ions produits dans une telle cavité par unité de volume et de temps peut être calculé par la formule

$$\delta = \frac{4\pi p K}{\mu},$$

où p est la teneur en matière radioactive par centimètre cube du sol, μ le coefficient d'absorption des rayons par le sol et K la même constante que celle qui a été utilisée pour le calcul de l'ionisation due aux rayons pénétrants de l'atmosphère. On peut aussi écrire

$$\delta = \frac{4\pi p \delta K}{\frac{\mu}{\delta}},$$

où δ est la densité du sol et $p\delta$ la teneur en matière radioactive par gramme de sol. Si l'on pose

$$p\delta = 2.10^{-12}\ \text{gr.} \qquad \frac{\mu}{\delta} = 0,04\ (\text{rayons } \gamma),$$

on trouve

$$\frac{\delta}{2} = 1,5 \text{ environ.}$$

Par conséquent les rayons γ du radium présent dans le sol avec la concentration indiquée peuvent fournir dans l'atmosphère environ 1,5 ion par centimètre cube et par seconde. Les rayons β du radium ne pénètrent pas aussi loin dans l'atmosphère que les rayons γ, mais dans la région voisine du sol ils peuvent fournir une ionisation du même ordre.

Le thorium contenu dans le sol est une source importante de rayons pénétrants. D'après M. Eve l'effet ionisant des rayons γ du radium est à celui des rayons γ d'un même poids du thorium dans le rapport 7.10^6 [1]. D'après cela une teneur en thorium, d'environ 10^{-5} gramme par gramme de sol, aurait pour effet de produire dans l'air atmosphérique une ionisation par rayons γ égale à celle que produit le radium contenu dans le sol. Cette teneur est précisément celle qu'indique en moyenne l'expérience pour les roches du tunnel de Saint-Gothard (Joly). La valeur moyenne qui résulte des recherches de M. Blanc est plus élevée et conduirait à attribuer aux rayons γ du thorium un effet ionisant 5 fois plus grand qu'à ceux du radium.

On voit donc qu'en résumé on peut prévoir, à une certaine distance du sol, une production de quelques ions (6 à 10), par centimètre cube et par seconde. Le nombre réellement observé dans un vase clos de grand volume, dans lequel l'effet des parois est peu important, est environ $q = 10$. Ces nombres sont du même ordre de grandeur, le nombre observé étant plutôt supérieur au nombre prévu.

La teneur moyenne du sol en matière radioactive n'est pas connue assez exactement pour permettre des conclusions définitives. Il est cependant extrêmement probable que l'ionisation

---

[1] Eve, *Phys. Zeit.*, 1907.

de l'air atmosphérique peut recevoir une explication suffisante par la présence dans le sol et dans l'atmosphère de matières radioactives. Il semble aussi très probable qu'à une distance modérée du sol le rayonnement pénétrant des matières contenues dans le sol joue un rôle prépondérant, le rayonnement du thorium pouvant d'ailleurs être plus important que celui du radium. Les variations de l'ionisation dans l'atmosphère peuvent s'expliquer par les oscillations de la teneur de l'air en émanations et en dépôts actifs; celles-ci peuvent être occasionnées par des variations de pression, par le vent, par le passage de pluies, etc.

La production de 10 ions par centimètre cube correspond à une densité d'équilibre des ions, $n = 2500$, si l'on ne tient compte que de la recombinaison et si l'on donne au coefficient de recombinaison la valeur $1,6.10^{-6}$. Mais la valeur de n est en réalité abaissée par suite de la présence de poussières. Le nombre réellement observé dans une atmosphère peu chargée de poussières est environ 1000 petits ions par centimètre cube.

Au voisinage immédiat du sol, l'ionisation est plus intense (production d'environ 300 ions par centimètre cube et par seconde). Cet accroissement d'ionisation peut être attribué au rayonnement α des émanations qui se dégagent du sol et des dépôts actifs formés à la surface du sol. Les particules de dépôt actif (radium A, thorium A), formées près de la surface, doivent être, en effet, entraînées vers celle-ci par l'action du champ électrique terrestre dirigé vers cette surface. En particulier le dépôt actif de l'émanation du thorium doit être ainsi retenu en forte proportion, la destruction de l'émanation ayant lieu très près de la surface.

Quelques expériences ont été faites en ballon en vue de mesurer l'ionisation de l'air aux grandes altitudes (jusqu'à 6000^{m}). Les résultats obtenus sont encore peu nombreux; il semble cependant que la concentration en petits ions dans ces régions élevées est du même ordre que celle qu'on observe dans les couches inférieures de l'atmosphère. Parmi les causes ionisantes qui interviennent aux altitudes élevées, on a reconnu la présence de l'émanation du radium et de ses dérivés; quant à l'effet du rayonnement pénétrant du sol, il doit être considérablement affaibli à ces distances. On peut donc se demander si les régions supérieures de l'atmosphère ne sont pas soumises à l'action d'une

cause ionisante d'origine non terrestre, par exemple à l'action d'un rayonnement pénétrant venant du Soleil, qui ne se ferait plus sentir que faiblement dans les régions inférieures. Cependant il n'est pas certain qu'une hypothèse de ce genre soit nécessaire. En effet, si aux grandes altitudes les causes ionisantes connues sont affaiblies, la perte d'ions par recombinaison ou par diffusion vers les poussières y est également diminuée. L'air des hautes régions ne contient pas de poussières, et sous une pression réduite le coefficient de recombinaison a une valeur plus faible qu'à la pression atmosphérique; une même concentration en petits ions peut donc être obtenue avec une production bien moindre.

Nous verrons plus loin que dans certaines conditions l'ionisation en vase clos peut devenir très faible; toutefois elle reste observable et, étant donné la complexité de ses causes, aucune opinion définitive n'a encore pu s'établir en ce qui concerne la possibilité d'une ionisation spontanée de l'air indépendante de phénomènes radioactifs, ou d'une ionisation attribuable à une radioactivité générale de la matière. Cependant, d'après ce qui précède, l'explication complète de l'ionisation de l'atmosphère par la présence, dans l'atmosphère et dans le sol, de matières radioactives connues paraît parfaitement possible.

227. **Rayonnement pénétrant à la surface de la terre.** — Nous avons vu que l'ionisation qu'on observe en vase clos est un phénomène dont la nature peut être très complexe. L'étude de ce phénomène présente un grand intérêt, parce qu'elle est en relation avec un problème très important : celui de l'existence d'une radioactivité générale de la matière. Les matières radioactives connues sont très répandues à la surface du globe terrestre; il peut aussi exister des matières radioactives encore inconnues. Les recherches faites sur l'ionisation spontanée en vase clos ont montré que cette ionisation dépend de la nature de la paroi du vase; il est important de distinguer si la paroi intervient comme source de rayons, quelle que soit la matière dont elle est formée, ou bien si son rôle peut s'expliquer sans faire intervenir cette hypothèse.

Les causes qui peuvent, en principe, provoquer l'ionisation en vase clos ont été énumérées dans le paragraphe précédent. Ces

causes permettent de prévoir que l'ionisation doit, en général, être attribuée en partie à l'action de rayons absorbables et en partie à l'action de rayons pénétrants. L'existence d'un rayonnement très pénétrant à la surface de la terre a, en effet, été constatée par de nombreux observateurs, et tout d'abord par M. Mc Lennan et MM. Rutherford et Cooke ([1]). M. Mc Lennan mesurait la conductibilité de l'air dans un récipient métallique qui se trouvait à l'intérieur d'un récipient plus grand, l'espace intermédiaire pouvant être rempli d'eau, dont la couche avait 25^{cm} d'épaisseur. Lors de l'introduction de l'eau, l'ionisation dans le vase intérieur se trouvait réduite à 63 pour 100 environ de sa valeur initiale; cette ionisation était donc due en grande partie à une radiation extérieure qui s'est trouvée totalement ou partiellement supprimée.

MM. Rutherford et Cooke ont constaté de même qu'on pouvait réduire l'ionisation dans un vase clos en entourant celui-ci d'écrans absorbants, par exemple d'écrans de plomb. Avec un écran de 5^{cm} d'épaisseur, l'ionisation était diminuée de 30 pour 100 environ; le même résultat était obtenu avec des écrans de fer. L'effet des écrans semblait épuisé pour des épaisseurs de quelques centimètres. En disposant convenablement les écrans, M. Cooke a pu s'assurer que la radiation pénétrante vient indifféremment de tous les côtés. Des résultats semblables ont été obtenus avec des vases placés en plein air loin de tout bâtiment, de sorte qu'il est certain que la radiation pénétrante n'est pas due uniquement aux substances radioactives présentes dans les laboratoires, mais doit être considérée comme provenant du sol et de l'atmosphère.

Le rôle des écrans est complexe. S'ils absorbent le rayonnement pénétrant extérieur, ils peuvent aussi émettre eux-mêmes un tel rayonnement. Conformément à cette remarque, on a pu aussi observer l'accroissement de l'ionisation dans un vase clos par l'action de parois solides placées au voisinage. Ainsi une radiation pénétrante vient de la brique; quand on place un électroscope à l'intérieur d'une cage en brique, l'ionisation peut se trouver augmentée de 50 pour 100, et l'effet n'est épuisé que pour de grandes épaisseurs. On doit donc attribuer aux briques une ra-

---

([1]) Mc Lennan, *Phys. Rev.*, 1903. — Rutherford et Cooke, *Amer. Phys. Soc.*, 1902. — Cooke, *Phil. Mag.*, 1903.

dioactivité appréciable, et ce fait est en accord avec les observations de MM. Elster et Geitel sur la radioactivité des argiles. Le rayonnement émis par la brique était absorbé par une épaisseur de plomb de 2^{mm}.

D'après les observations de MM. Elster et Geitel, l'air des cavernes et des grottes est, en général, plus fortement radioactif que l'air extérieur; ce fait est dû à l'accumulation des émanations dans ces espaces confinés dont les parois contiennent des matières radioactives. On peut donc penser qu'en introduisant une chambre d'ionisation close dans une caverne, on observera, en général, un accroissement d'ionisation, le rayonnement pénétrant venant de l'air ambiant étant plus intense qu'à l'air libre et le rayonnement pénétrant des parois étant reçu de tous côtés. Dans certains cas on constate, en effet, un tel accroissement [Wulf, expériences faites dans le tunnel du Simplon (1)], mais le phénomène inverse a aussi été observé. Ainsi, en mesurant l'ionisation dans un vase clos, d'abord à la surface de la terre et ensuite dans une caverne contenue dans une mine de sel gemme, MM. Elster et Geitel (2) ont constaté une diminution de l'ionisation d'environ 28 pour 100; cette diminution était due à la suppression de rayons pénétrants, et, conformément à ce fait, l'ionisation de l'air dans la caverne était aussi beaucoup plus faible que l'ionisation dans l'air normal. Une diminution de l'ionisation de 42 pour 100 a été observée dans des cavernes de craie (Wulf). On peut supposer que le sel gemme et la craie sont pauvres en matière radioactive et que les parois des cavernes peuvent pour cette raison fonctionner d'une manière efficace comme écrans protecteurs contre la radiation extérieure.

Le rayonnement pénétrant qui intervient pour produire l'ionisation en vase clos peut provenir en partie du sol, en partie de l'atmosphère. Il est probable que la part venant de l'atmosphère est moins importante; c'est cependant à cette part du rayonnement que doivent être probablement attribuées certaines variations régulières ou irrégulières de l'ionisation observée.

228. Variation de l'ionisation en vase clos. Relation avec la

(1) Wulf, *Phys. Zeit.*, 1909.
(2) Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1905.

pression et la nature du gaz. — L'ionisation qu'on observe dans un vase clos présente, en général, des variations en fonction du temps. La nature de ces variations dépend en partie des conditions de l'expérience. Pour obtenir des résultats comparables, il est nécessaire de se rendre compte des causes qui peuvent donner lieu aux variations signalées.

On observe souvent que le courant obtenu dans une chambre d'ionisation donnée diminue pendant quelque temps à partir du moment où le champ électrique a été établi dans la chambre. Si celle-ci est de petites dimensions, la diminution est rapide, et une valeur limite est atteinte en quelques minutes. Si, au contraire, le volume est grand, la décroissance peut persister pendant un temps plus long (quelques heures). Cet effet est dû à la présence dans l'air intérieur d'une certaine quantité de gros ions qui ne sont pas recueillis par les électrodes aussi rapidement que les petits. Quand on applique un champ intense, les petits ions sont recueillis à mesure de leur production, mais les gros ions ne sont utilisés qu'en un temps appréciable. Leur proportion dans l'air est en relation avec celle des poussières; si le récipient a été vidé et rempli ensuite d'air soigneusement filtré, les gros ions sont absents. Dans un grand récipient contenant des gros ions, le courant de saturation ne peut être obtenu; mais à mesure que les gros ions sont éliminés par l'action du champ électrique, la saturation devient plus facile, et l'on peut la réaliser même dans un grand volume. Les chambres d'ionisation à gaz, utilisées dans les laboratoires de radioactivité, peuvent contenir de petites quantités de matières radioactives; quand une telle chambre a été remplie d'air exempt de poussières, elle peut néanmoins, après quelque temps, contenir un petit nombre de gros ions; la présence de matières radioactives et surtout de leurs émanations dans l'air donne lieu, en effet, à des réactions chimiques, et les produits de réaction (composés nitrés) peuvent former, surtout en présence de vapeur d'eau, des particules susceptibles de fournir de gros ions par absorption des ions ordinaires. Le vase contient alors une certaine provision de gros ions qui se trouve épuisée lors de l'application du champ et qui ne se reforme ensuite que lentement.

Indépendamment de toute présence de gros ions, on peut observer une décroissance initiale de l'ionisation dans une chambre qui a été

fermée après avoir été remplie d'air frais. Cette décroissance peut être due à la diminution de la radioactivité induite des parois. Les parois exposées à l'air libre se recouvrent d'une couche de dépôt actif qui diffuse vers elles de l'atmosphère. La radioactivité induite ainsi acquise peut être plus grande que la radioactivité induite de régime due à l'émanation enfermée dans le vase. S'il en est ainsi, on doit observer une décroissance dont la durée ne dépend pas de la forme de la chambre. On peut réduire fortement l'ionisation dans une chambre en soumettant les parois de celle-ci à un nettoyage très parfait par des moyens mécaniques et par des moyens chimiques. La paroi est grattée et frottée; elle est aussi nettoyée aux acides, à l'ammoniaque, à l'alcool, à l'eau distillée. La réduction de l'ionisation par ce procédé a pu atteindre 60 pour 100 (Cooke). Le rôle du nettoyage consiste certainement à enlever la couche de dépôt actif qui recouvre la surface. Si d'ailleurs la surface a été longtemps au contact d'air contenant de l'émanation, elle peut porter aussi une proportion appréciable du dépôt de radioactivité induite à évolution lente; ce fait peut se produire dans l'atmosphère et encore plus facilement dans l'air riche en émanation du radium des laboratoires de radioactivité.

Quand les parois ont été complètement nettoyées et que la chambre a été remplie d'air exempt de poussières, on ne prévoit plus aucune cause de décroissance initiale de l'ionisation. On peut s'attendre, au contraire, à voir l'ionisation augmenter en fonction du temps par suite du développement sur les parois de la radioactivité induite, l'air qu'on introduit contenant généralement de l'émanation du radium et pouvant contenir aussi de l'émanation du thorium.

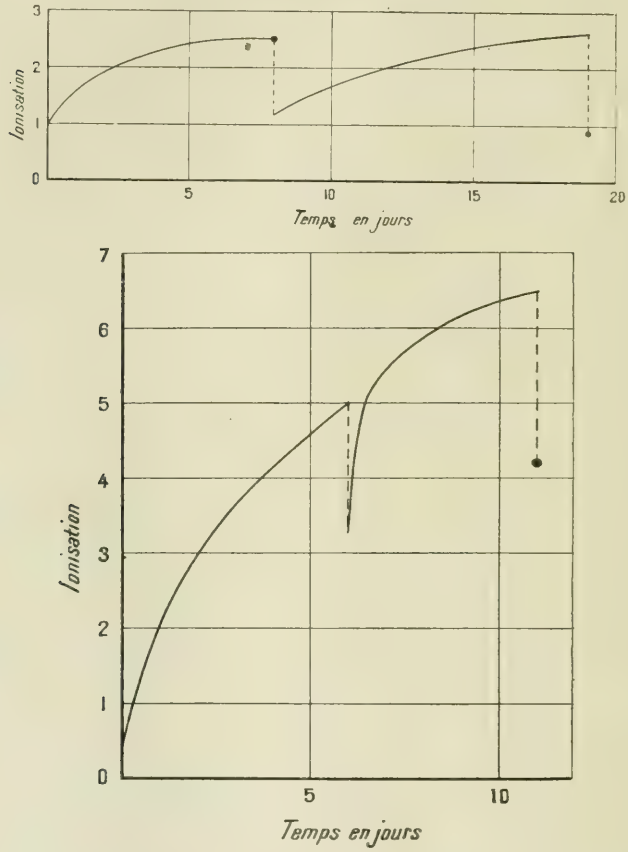
Divers observateurs ont constaté que l'ionisation en vase clos observée dans ces conditions bien définies augmente, en effet, régulièrement et tend vers une valeur limite qui n'est atteinte qu'après quelques jours [1] (Campbell et Wood, Mc Lennan, Eve, Wright). Quand la limite a été atteinte, on abaisse l'ionisation à nouveau en aérant le récipient et en le remplissant d'air frais; mais la valeur obtenue immédiatement après reste néanmoins

---

[1] Campbell et Wood, *Phil. Mag.*, 1908. — Mc Lennan, *Phil. Mag.*, 1907. — Wright, *Phil. Mag.*, 1909.

supérieure à la valeur initiale, laquelle ne peut être obtenue à nouveau qu'à la suite d'un nettoyage des parois. L'augmentation de l'ionisation en fonction du temps à partir du début, l'effet d'un remplacement d'air et l'accroissement consécutif ont été représentés dans la figure 190 pour deux récipients en plomb diffé-

Fig. 190.



rents. On voit que l'accroissement du courant est dû en partie à une modification superficielle des parois et en partie à une cause localisée dans le gaz; cette cause pourrait, par exemple, consister en un dégagement très lent par les parois d'une émanation radioactive.

Ces mêmes phénomènes ont été observés en remplissant la

chambre d'ionisation de gaz autres que l'air (hydrogène, gaz carbonique, oxyde de carbone). L'augmentation de l'ionisation en fonction du temps dépend de la nature de la paroi; elle s'est montrée importante pour les vases d'étain ou de plomb et sensiblement nulle pour le zinc.

La connaissance de l'allure générale de la variation de l'ionisation en vase clos permet de faire des mesures dans des conditions bien définies, en utilisant soit la conductibilité initiale de l'air frais dans un récipient qui vient d'être nettoyé, soit la conductibilité limite. Mais on doit encore tenir compte des variations irrégulières et des variations diurnes.

Des variations irrégulières dont l'importance peut atteindre 50 pour 100 sont de temps en temps observées (Campbell, Strong); la cause de ces variations n'a pas été élucidée. De plus il se produit des variations lentes périodiques, avec 2 maxima et 2 minima en 24 heures [Campbell et Wood, Wulf (1)]. Cette variation diurne est surtout observable par le beau temps, et les courbes de variation rappellent celles qui représentent en fonction du temps la variation du potentiel dans l'atmosphère. Il semble naturel d'attribuer aux rayons pénétrants de l'atmosphère la variation périodique diurne de l'ionisation en vase clos, et probablement aussi les variations irrégulières qui peuvent être occasionnées par des déplacements de dépôts actifs dans l'air extérieur au voisinage du vase. Cette opinion a été soutenue par M. Strong (2) qui attribue aux dépôts actifs dans l'atmosphère une importance prépondérante parmi les causes d'ionisation en vase clos.

L'ionisation en vase clos augmente avec la pression du gaz contenu dans la chambre. D'après les expériences de plusieurs observateurs [C.-T.-R. Wilson, Mc Lennan, W. Wilson (3)], l'ionisation est approximativement proportionnelle à la pression pour des pressions comprises entre 43^{mm} de mercure et 40 atmosphères. D'après M. Patterson (4), au contraire, l'ionisation

(1) Wulf, *Phys. Zeit.*, 1909.

(2) Strong, *Amer. Phys. Soc.*, 1908.

(3) C.-T.-R. Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, 1901. — Mc Lennan et Burton, *Phys. Rev.*, 1903. — W. Wilson, *Phil. Mag.*, 1909.

(4) Patterson, *Phil. Mag.*, 1903.

dans le très grand vase utilisé n'aurait été proportionnelle à la pression que pour des pressions inférieures à 80^{mm} de mercure et aurait été constante pour des pressions supérieures à 300^{mm} de mercure.

L'ionisation produite dans différents gaz est approximativement proportionnelle à la densité relative [C.-T.-R. Wilson. Jaffé (1)]; cette loi s'applique aux gaz suivants: air, oxyde de carbone, gaz sulfureux, chloroforme, nickel carbonyle), mais ne se trouve pas vérifiée pour l'hydrogène.

On peut remarquer que si l'air introduit contient une certaine proportion d'émanation, la quantité d'émanation introduite dans le vase varie proportionnellement à la quantité d'air utilisée, c'est-à-dire à la pression. Il n'en est plus de même en ce qui concerne la conductibilité attribuable à l'action de rayons pénétrants venant de l'extérieur. Celle-ci varie moins rapidement que la pression, pour des pressions comprises entre 1 et 40 atmosphères, ainsi qu'il résulte d'expériences faites sur la conductibilité provoquée dans un vase clos par les rayons γ du radium placé à l'extérieur (W. Wilson). L'ionisation peut, en ce cas, être représentée par la superposition de deux termes, dont l'un, proportionnel à la pression, est attribuable aux rayons γ eux-mêmes, tandis que le second terme qui augmente aussi avec la pression, mais tend vers une limite, est attribuable aux rayons secondaires émis par la paroi et absorbés par le gaz plus fortement que les rayons γ. En ce qui concerne l'ionisation dans un vase clos contenant de l'air atmosphérique, la pression intervient des deux manières indiquées : 1° en modifiant la quantité d'émanation introduite; 2° en modifiant l'ionisation due aux rayons pénétrants extérieurs. De plus, si les parois de la chambre sont radioactives, l'utilisation des rayons émis dépend aussi de la pression du gaz dans la chambre, et si les rayons émis sont en partie absorbables, en partie pénétrants, la loi de variation de cette part de la conductibilité avec la pression sera représentée par une somme de deux termes, dont l'un est proportionnel à la pression et l'autre augmente avec celle-ci, mais tend plus ou moins rapidement vers une limite constante. Suivant que l'un des effets indiqués domine, la

(1) Jaffé, *Phil. Mag.*, 1904.

loi de variation peut s'écarter plus ou moins d'une loi de proportionnalité et affecter une tendance plus ou moins marquée vers une valeur limite.

229. **Influence des parois sur l'ionisation en vase clos.** — Le nombre d'ions produits par centimètre cube et par seconde dans un vase clos dépend de la nature de la paroi. Ce fait a été mis en évidence par M. Strutt (1) qui a indiqué pour l'ionisation dans des vases de nature différente les valeurs relatives suivantes :

Etain	3,3
Etain (autre échantillon)	2,3
Zinc	1,2
Plomb	2,2
Cuivre	2,3
Aluminium	1,4
Platine, divers échantillons	2,0 à 3,9

Ainsi l'ionisation varie avec la matière utilisée et, de plus, elle est variable pour divers échantillons d'une même matière.

Plusieurs autres observateurs ont trouvé des résultats analogues, et parmi les divers métaux le plomb s'est montré particulièrement actif, sans que cependant les divers échantillons de plomb manifestent des effets bien comparables. M. Eve (2) a trouvé une production d'environ 95 ions par centimètre cube dans un vase en plomb et une production d'environ 24 ions par centimètre cube dans des vases en cuivre, zinc, aluminium, fer, fer étamé ; entre ces métaux on ne constatait pas de différence nette. M. Mc Lennan (3), opérant avec des récipients cylindriques de 24^{cm} de diamètre et de 60^{cm} de longueur, a trouvé une production de 13,6 ions par centimètre cube dans le cas de l'aluminium et une production de 23 à 160 ions par centimètre cube dans le cas du plomb. Des expériences ultérieures ont donné, comme valeurs minima de la production dans une même chambre d'ionisation transportée à des endroits différents, les valeurs suivantes :

---

(1) STRUTT, *Phil. Mag.*, 1903.
(2) EVE, *Phil. Mag.*, 1908.
(3) MC LENNAN, *Phys. Zeit.*, 1908 ; *Phil. Mag.*, 1907.

Laboratoire de Toronto.		Sur la glace de Toronto Bai, sur le lac Ontario.	
Plomb	15,3	Plomb	8,6
Zinc	13,4	Zinc	6,0
Aluminium	12,5	Aluminium	6,55

Les nombres obtenus en un même endroit pour des métaux différents n'offrent pas entre eux de différences bien grandes, et ces différences sont de l'ordre de grandeur de celles obtenues avec les divers échantillons d'un même métal. Les nombres obtenus sur le lac Ontario sont notablement plus faibles que ceux obtenus à Toronto et comptent parmi les ionisations les plus faibles qui aient été observées en vase clos. Ce fait est attribué par M. Mc Lennan à l'action des eaux du lac qui, étant exemptes de matières radioactives, forment écran contre la radiation pénétrante du sol; dans ces eaux la présence de l'émanation du radium n'a pu être décelée, et l'on a vérifié par une expérience directe qu'une profondeur d'eau de $3^m,65$ ne laisse passer que 0,2 pour 100 de l'intensité des rayons γ émis par une ampoule à radium immergée. Ces expériences montrent que le rayonnement pénétrant de la croûte terrestre joue un rôle important dans la production d'ions en vase clos, et que cette production peut se trouver fortement réduite quand on supprime ce rayonnement dans la mesure du possible. Il reste cependant une ionisation résiduelle qui varie un peu avec la nature du vase.

Les différences observées entre les métaux peuvent provenir soit d'une radiactivité propre de ces derniers, soit d'effets secondaires variables d'un métal à l'autre et dus à l'action des rayons pénétrants extérieurs. Les résultats indiqués ci-dessous montrent que le nombre d'ions produit dans des récipients de même forme mais de nature différente, par les rayons γ du radium agissant de l'extérieur, dépend de la nature du métal utilisé autrement que par suite de l'absorption exercée par les parois :

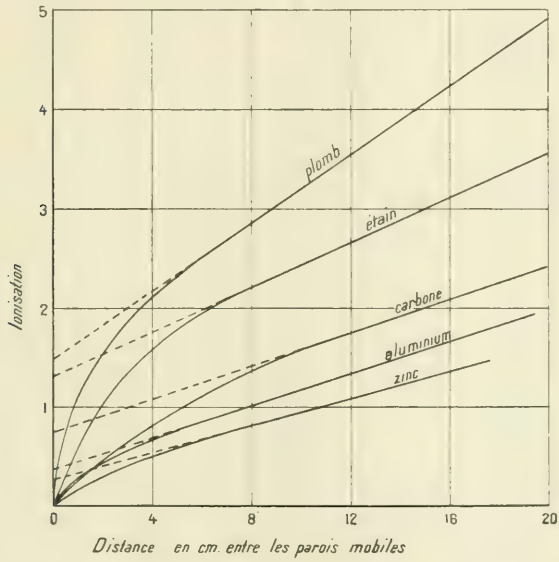
	Substance.			Ions par cm³ et sec.
Eve..	Plomb,	épaisseur	mm 1,60	550
	Zinc,	»	0,57	351
	Cuivre,	»	0,57	345
	Fer,	»	0,6	320
	Aluminium,	»	0,4	297
	Fer étamé,	»	0,4	448

On voit que, par exemple, l'ionisation due à l'action des rayons γ est plus intense dans le récipient en plomb que dans celui en aluminium, la différence ne pouvant être attribuée qu'à un effet secondaire.

Il est, d'autre part, naturel d'attribuer à la radioactivité des parois les différences de l'ionisation qui reste après que l'effet du rayonnement pénétrant extérieur a été fortement diminué, et aussi les grands excès d'ionisation tels qu'on les observe quelquefois avec des vases en plomb.

M. Campbell [1] a fait une étude des différents métaux en mesurant l'ionisation entre deux plateaux parallèles dont on pouvait faire varier la distance. La nature des phénomènes observés est mise en évidence par les courbes de la figure 191. Quand on

Fig. 191.



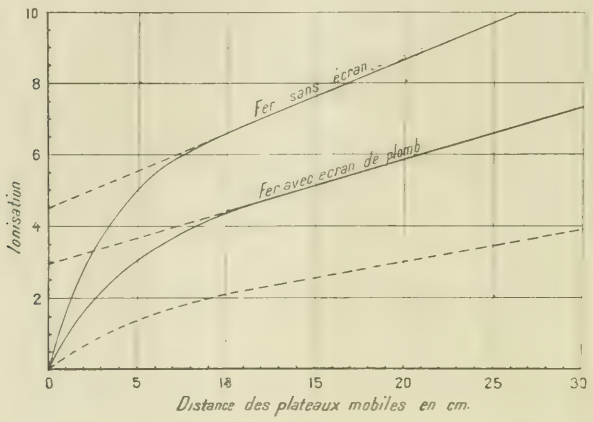
augmente la distance des plateaux, l'ionisation croît d'abord rapidement, puis plus lentement et la loi d'accroissement limite est une loi linéaire. Cette loi de variation est analogue à celle qu'on observe quand on fait varier la pression du gaz dans le récipient;

---

[1] CAMPBELL, *Phil. Mag.*, 1906.

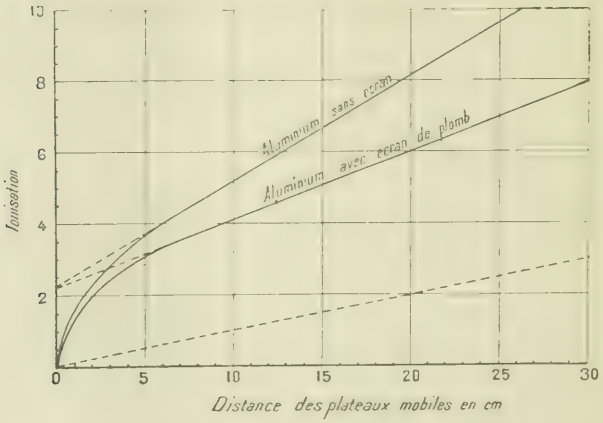
elle indique la présence de deux types de radiation; un rayonnement absorbable et un rayonnement pénétrant. En diminuant dans la mesure du possible l'influence du rayonnement pénétrant extérieur par des écrans absorbants convenablement disposés, on

Fig. 192 *a*.



constatait que cette diminution n'avait pas pour effet de modifier la forme des courbes obtenues. Ces courbes sont reproduites dans

Fig. 192 *b*.



les figures 192 *a* et *b*. Les courbes tracées en traits ponctués représentent la différence des ionisations obtenues sans écran et

avec écran, c'est-à-dire l'ionisation attribuable au rayonnement extérieur et aux rayons secondaires produits par ce rayonnement; ces courbes indiquent que le fer émet des rayons secondaires absorbables, tandis que l'aluminium n'en émet pas. Des essais d'interprétation de ces résultats ont conduit M. Campbell à admettre que chaque métal émet un rayonnement propre qui comporte l'émission de rayons α d'un parcours déterminé et variable avec la nature du métal.

230. **La radioactivité des métaux est-elle une propriété spécifique du métal?** — Les expériences exposées dans le paragraphe précédent prouvent que les métaux possèdent, dans certains cas, une faible radioactivité. Cependant il ne résulte pas de là que cette radioactivité appartienne en toute certitude au métal lui-même, et non à des traces de matière radioactive qui y sont contenues. Si la radioactivité des métaux était une propriété atomique, on aurait là un argument très puissant en faveur d'une radioactivité générale de la matière.

Rappelons d'abord qu'il s'agit ici d'une radioactivité très faible, représentée au plus par la production de quelques ions par centimètre cube et par seconde. Dans un récipient de forme cubique et d'un litre de volume, comptons, par exemple, 6000 ions produits par seconde, soit 10 ions pour chaque centimètre carré de surface de la paroi. Une particule α produisant environ 200 000 ions, on voit que l'émission d'une particule α par centimètre carré de surface en 5 heures 30 minutes suffirait pour produire la conductibilité considérée. La radioactivité ainsi observée est 100 000 fois plus faible que celle de l'uranium, et l'on voit combien il est difficile d'établir qu'elle n'est pas due à la présence de traces de matières radioactives qui sont si répandues à la surface de la terre.

A la suite de diverses expériences exécutées au laboratoire Cavendish, M. J.-J. Thomson et MM. Campbell et Wood se sont montrés favorables à l'opinion que la radioactivité est une propriété atomique des métaux (1). On vient de voir que, d'après M. Campbell, chaque métal émet des rayons α d'un parcours déterminé. Dans d'autres expériences (2), ce même physicien

(1) *Le Radium*, 1904.
(2) CAMPBELL, *Soc. Phil. Camb.*, 1906.

introduisait dans une chambre d'ionisation une coupelle contenant la matière étudiée, et mesurait l'accroissement de l'ionisation déterminé par l'introduction de la substance. L'effet des métaux était apprécié par différence avec celui du verre, car cette matière bien nettoyée se montrait très peu active par rapport aux métaux. Le plomb et les sels de plomb se sont montrés particulièrement actifs ; une faible activité était ainsi observée avec les composés d'étain et du bismuth. L'activité semblait proportionnelle à la teneur en métal, et l'on en concluait qu'elle était une propriété atomique de ce dernier.

Diverses expériences ont été faites pour mettre en évidence un dégagement d'émanation radioactive par les substances étudiées. Ces expériences n'ont pas conduit à des résultats bien établis. On a constaté, en particulier, que le plomb, qui est particulièrement actif, ne contient pas de traces de radium susceptibles d'être décelées par son émanation.

Des travaux effectués ultérieurement ont toutefois mis hors de doute que la radioactivité élevée du plomb est due à la présence dans ce métal d'une impureté radioactive. MM. Elster et Geitel [1] ont soumis le plomb à un traitement chimique et ont prouvé que ce corps contient du radium D, du radium E et du radium F. La radioactivité du plomb est donc due principalement au polonium qui y est contenu à l'état de trace. En utilisant les procédés de séparation applicables au polonium (par exemple, la cristallisation du chlorure de plomb dans l'eau additionnée d'acide chlorhydrique), on peut obtenir une substance 300 fois plus active que l'oxyde de plomb primitif. L'identité de cette substance avec le polonium a été établie par l'étude de la loi de décroissance avec le temps et par la mesure approchée du parcours des rayons α.

Conformément à ces résultats, M. Mc Lennan [2] a constaté que le rayonnement du plomb est très absorbable et que les échantillons de sources différentes donnent des effets très différents, de sorte que la radioactivité n'est pas proportionnelle à la teneur en métal et ne peut être considérée comme une propriété de ce dernier. L'impureté radioactive est répandue dans le volume de la

---

(1) Elster et Geitel, *Phys. Zeit.*, 1907.
(2) Mc Lennan, *Phil. Mag.*, 1907.

substance en proportion variable suivant les échantillons. M. Mc Lennan a trouvé, de plus, que l'ionisation dans des récipients clos peut être réduite à des valeurs très faibles et très peu différentes pour les différents métaux (§ 229) et a conclu de ces expériences que les métaux ne doivent pas émettre de radiation intrinsèque appréciable.

Le plomb étant le plus actif des métaux étudiés, et l'expérience ayant montré que ce métal ne peut être considéré comme actif par lui-même, la démonstration de l'activité propre des autres métaux denses paraît douteuse et ne saurait être considérée comme établie. Cependant, au cours de leurs expériences, MM. Campbell et Wood ont aussi annoncé l'existence d'une faible radioactivité des sels alcalins, et ce fait a été confirmé en ce qui concerne le potassium et le rubidium.

231. **Radioactivité du potassium et du rubidium.** — MM. Campbell et Wood [1] ont constaté que les sels de potassium sont environ 10 fois plus actifs que le plomb. L'activité des sels de diverses provenances s'est montrée très comparable; elle est environ 1000 fois plus petite que celle de l'uranium. Les rayons émis semblaient du genre β, étant bien plus pénétrants que ceux du plomb, mais moins pénétrants que les rayons β du thorium.

Ces résultats ont été confirmés par MM. Levin et Ruer [2] qui ont obtenu avec les sels de potassium des impressions photographiques. L'impression obtenue en 190 jours sur une plaque enveloppée de papier noir est comparable en intensité à celle qu'on obtient avec l'oxyde d'uranium en 5 heures. Tous les sels de potassium donnent des effets comparables, environ 1000 fois plus faibles que que ceux produits par l'uranium.

De nombreuses mesures effectuées par M. Campbell [3] ont montré que la radioactivité des sels de potassium peut être considérée comme proportionnelle, au moins approximativement, à la teneur en potassium. Ce fait est favorable à la supposition que la radioactivité est une propriété atomique du potassium ou d'un métal qui

---

(1) Campbell et Wood, *Soc. Phil. Camb.*, 1906.
(2) Levin et Ruer, *Phys. Zeit.*, 1908.
(3) Campbell, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1908.

lui est étroitement associé. Pour contrôler cette dernière hypothèse, divers essais de fractionnement ont été entrepris par M. Campbell, MM. Mc Lennan et Kennedy (1) et MM. Henriot et Vavon (2). Aucun de ces essais n'a donné de résultat positif. Les procédés de séparation utilisés sont les suivants : cristallisation fractionnée des sels, chauffe prolongée du sulfate, traitement par l'éther, précipitation par le carbonate d'ammoniaque, entraînement dans la précipitation avec le sulfate de baryum, précipitation du chlorure par l'acide chlorhydrique gazeux, électrolyse des solutions. Après un certain nombre d'opérations, on ne pouvait remarquer aucune différence d'activité entre les produits séparés, au degré de précision des expériences. Il est donc possible que le rayonnement des composés de potassium soit réellement une propriété atomique de ce métal.

Le rayonnement des sels de potassium a été étudié par les physiciens cités précédemment. D'après MM. Mc Lennan et Kennedy, ce rayonnement serait hétérogène, et le coefficient d'absorption pour l'étain varierait entre 160 et 104 quand l'épaisseur de matière varie entre $0^{cm},00089$ et $0^{cm},02839$. D'après M. Henriot (3), ce rayonnement est, au contraire, sensiblement homogène si l'on fait abstraction d'une baisse initiale plus rapide due à une petite proportion de rayons très absorbables qui pourraient constituer un effet secondaire.

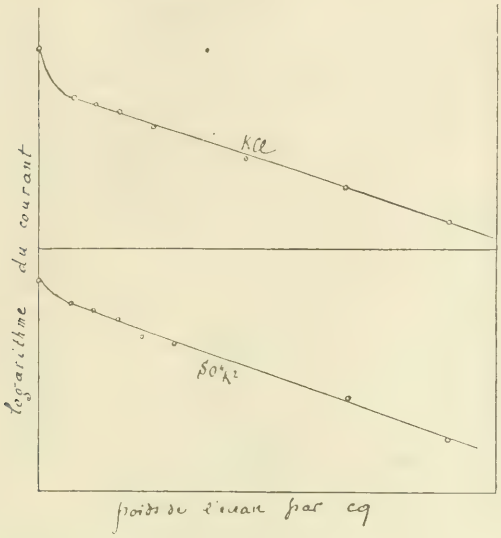
La loi d'absorption du rayonnement a été représentée dans la figure 193. Le poids de l'écran par centimètre carré de surface a été porté en abscisses, et le logarithme de l'intensité du rayonnement en ordonnées. Pour deux échantillons de sels étudiés (sulfate et chlorure), les lignes obtenues après la baisse initiale sont des droites sensiblement parallèles. Le coefficient d'absorption pour l'étain est environ 103 et le rapport de ce coefficient à la densité est égal à 14. Les rayons du potassium sont, d'après cela, plus absorbables que ceux de l'uranium. Bien que l'activité soit faible, les mesures peuvent être faites avec une bonne précision au moyen d'un dispositif sensible. L'activité de la chambre d'ionisation avant l'introduction du potassium constituait environ 25 pour 100

(1) Mc Lennan et Kennedy, *Phil. Mag.*, 1908.
(2) Henriot et Vavon, *Comptes rendus*, 1909.
(3) Henriot, *Comptes rendus*, 1909 et 1910.

de l'activité en présence du sel sans écran absorbant. Une perturbation se produit quand on ouvre la chambre d'ionisation et que l'air se trouve renouvelé; mais après quelques minutes on retrouve une valeur bien déterminée.

Les rayons du potassium sont déviés dans un champ magnétique

Fig. 103.



comme les rayons cathodiques (Henriot et Vavon). Pour s'en assurer on disposait le sel de potassium en dehors d'une chambre d'ionisation cylindrique, placée verticalement; la direction moyenne des rayons émis était verticale et les rayons passaient en grande partie à côté de la chambre quand le champ n'était pas établi; lors de l'établissement du champ, le faisceau incurvé pénétrait à l'intérieur de la chambre, le sens du champ indiquant que les rayons se comportent comme des rayons β.

Pour les composés du potassium on n'a pu constater aucun dégagement d'émanation radioactive.

MM. Levin et Ruer [1] ont fait une étude systématique de la radioactivité des éléments chimiques par la méthode radiographique. Une plaque sensible enveloppée de papier noir était exposée à l'action des substances étudiées pendant environ 6 mois. Des précautions minu-

[1] Levin et Ruer, *Phys. Zeit.*, 1909.

tieuses étaient prises contre l'influence de la lumière. On pouvait espérer ainsi découvrir des substances radioactives qui donnent lieu à une émission de rayons β. En dehors des sels de potassium, les sels de rubidium ont donné un effet positif. Des effets faibles ont aussi été obtenus dans certains cas, mais l'interprétation restait douteuse ; parmi les substances qui ont donné ces effets, le béryl contient des traces de radium, le lanthane, le cæsium, l'erbium, le néodyme contiennent du thorium, l'antimoine contient du potassium, le niobium et le tantale ont une activité à peine appréciable. L'action des sels de rubidium s'est montrée plus intense que celle des composés de potassium. Les rayons du rubidium sont environ 10 fois plus absorbables que ceux du potassium (Henriot). Les sels de sodium, de lithium, de cæsium, d'ammonium ne montrent pas de radioactivité régulière et appréciable.

Il résulte de l'ensemble des recherches qui ont été exposées que l'on peut ajouter à la liste des corps radioactifs deux substances faiblement radioactives : le potassium et le rubidium. Mais, en ce qui concerne la radioactivité des autres substances ordinaires, aucune conclusion fermé ne peut être énoncée, et l'on peut seulement affirmer que, si cette radioactivité existe, elle est encore bien plus faible que celle du potassium.

232. **Chaleur solaire et chaleur terrestre.** — MM. Rutherford et Soddy [1] ont indiqué que le dégagement de chaleur qui accompagne les transformations radioactives doit intervenir dans les phénomènes thermiques solaires et terrestres.

On peut chercher quelle devrait être la teneur du Soleil en radium pour que l'énergie rayonnée puisse s'expliquer entièrement par la présence de cette matière [2]. Le flux d'énergie reçu du Soleil sur 1^{cm^2} de la surface terrestre sous incidence normale est connu; sa valeur est d'environ 3^{cal} par minute. On peut en déduire l'énergie totale rayonnée par le Soleil, et en divisant celle-ci par le volume du Soleil, on trouve un dégagement d'énergie de $0^{cal},12$ par seconde et par mètre cube, soit 430^{cal} par heure et mètre cube. Ce débit correspond à une teneur de $3^g,6$ de radium par mètre cube.

---

(1) Rutherford et Soddy, *Phil. Mag.*, 1903.

(2) W. Wilson, *Nature*, 1903.

La densité moyenne du Soleil étant 1,44, la teneur correspondante en poids est $2,5.10^{-6}$; cette teneur est 7 à 8 fois plus grande que celle qui correspond à l'équilibre entre l'uranium et le radium; de sorte que, même si le Soleil était constitué entièrement en uranium, l'énergie rayonnée serait encore très inférieure à celle qu'indique l'expérience. Ce résultat pourrait cependant être modifié si d'autres matières radioactives étaient contenues dans le Soleil, ou si la valeur des constantes radioactives était modifiée aux températures ou aux pressions très élevées.

L'examen du spectre du Soleil n'a pas révélé jusqu'ici la présence du radium, mais celle de l'hélium a été constatée. L'hélium étant un des produits de la désagrégation des éléments radioactifs, et en particulier du radium, il est possible que le radium soit présent dans les régions centrales du Soleil. On sait d'ailleurs que les mêmes matières entrent dans la constitution du Soleil et de la Terre.

Le rayonnement solaire au voisinage du sol ne contient pas de rayons analogues à ceux qui sont émis par les corps radioactifs; ce fait n'est pas contraire à l'hypothèse envisagée. Les rayons émis doivent traverser l'atmosphère solaire, puis l'atmosphère terrestre qui à elle seule exerce la même absorption qu'une couche de mercure de 76^{cm}. On conçoit que même les rayons γ puissent être complètement absorbés dans ces conditions.

D'autre part l'énergie du Soleil peut être considérée comme de l'énergie de gravitation mise en liberté pendant la contraction. Dans cette hypothèse Lord Kelvin a calculé que la durée du régime actuel ne dépasse vraisemblablement pas 100 millions d'années. Une valeur bien inférieure encore (environ 12 millions d'années) résulte des évaluations de M. G.-H. Darwin [1]. Cette valeur est très inférieure à la durée présumée des époques géologiques. Il semble donc probable qu'il existe des sources de chaleur qui tendent à maintenir le Soleil à une température élevée, et il est naturel de voir l'une d'elles dans la radioactivité des matières solaires.

En ce qui concerne la Terre, le point de vue adopté jusqu'ici était celui d'une masse primitivement incandescente soumise à un refroidissement progressif. Dans cette hypothèse, Lord Kelvin a

---

[1] G.-H. Darwin, *Nature*, 1903.

estimé que le gradient de température observé actuellement à la surface de la Terre s'explique en admettant que le nombre des années écoulées depuis que la Terre a été fondue est de l'ordre de 100 millions. On sait maintenant qu'un tel calcul n'est pas applicable, étant donnée la teneur de la Terre en matières radioactives.

La quantité Q de chaleur émise par seconde par la surface de la Terre est donnée par la relation

$$Q = 4\pi R^2 K \mathcal{G},$$

où R est le rayon terrestre, K la conductibilité thermique moyenne et $\mathcal{G}$ le gradient de température à la surface.

Soient d'autre part Q' la quantité de chaleur produite par seconde par les matières radioactives contenues dans la Terre, et q la production moyenne par centimètre cube et par seconde. On a

$$Q' = \frac{4}{3}\pi R^3 q.$$

Si l'on suppose que la Terre est en équilibre thermique, on a

$$Q = Q';$$

d'où, en posant

$$K = 0{,}004, \qquad \mathcal{G} = 0{,}0037 \text{ degré : centimètre},$$

$q = 7.10^{-15}$ calorie par centimètre cube et par seconde, soit $2{,}2.10^{-7}$ calorie par centimètre cube et par an.

Une teneur moyenne en radium d'environ 2.10^{-13} gramme par centimètre cube serait suffisante pour donner lieu à cette production de chaleur. Or, d'après les déterminations directes effectuées par M. Strutt, la teneur de la croûte terrestre en radium est égale en moyenne à 4.10^{-12} gramme par centimètre cube, valeur environ 20 fois plus grande.

La présence dans le sol d'autres matières radioactives, en particulier du thorium, ne fait qu'exagérer l'écart entre le gradient actuel et celui qui correspondrait à l'équilibre. D'après le teneur des roches superficielles en thorium, on peut prévoir que le dégagement de chaleur dû au thorium pourrait être deux fois plus grand que celui dû au radium également dans les roches superficielles [1].

---

[1] Blanc, *Phil. Mag.*, 1909.

On arrive donc à cette conclusion que, si la distribution des matières radioactives dans le volume de la Terre est uniforme, le globe terrestre doit éprouver un réchauffement progressif.

Pour éviter cette conclusion, M. Strutt a admis que la teneur en radium est uniforme seulement dans une couche superficielle et que le noyau central ne renferme pas de matières radioactives. On est amené ainsi à assigner à la croûte active une épaisseur de 75^{km}, en tenant compte seulement du radium. Dans cette hypothèse la température du noyau central serait constante, et il est facile de la calculer. En admettant la valeur déjà indiquée pour la conductibilité thermique des roches, on trouve que cette température est d'environ 1500°. Cette température ne paraît pas absolument incompatible avec les données déduites des phénomènes volcaniques; ainsi la température de la lave de l'Etna est environ 1060°. En tenant compte de l'activité du thorium on obtiendrait une température interne d'environ 500°, et l'hypothèse de l'équilibre thermique ne semble plus admissible.

On ne voit, d'ailleurs, *a priori*, aucune raison pour maintenir cette hypothèse. Le réchauffement de la Terre, en vertu des phénomènes radioactifs, est nécessairement très lent. On peut calculer que, si la Terre est d'abord supposée tout entière à la température ordinaire et que la distribution des matières radioactives soit uniforme, un temps de l'ordre d'un milliard d'années sera nécessaire pour que le gradient actuel soit établi à la surface.

Les considérations précédentes supposent que les phénomènes radioactifs ne sont pas modifiés par les conditions de température et de pression à l'intérieur du globe.

De toute façon il n'est pas douteux que la radioactivité joue un rôle important en ce qui concerne les conditions thermiques de la Terre. Ainsi, on a signalé que les régions particulièrement riches en matière active se distinguent en même temps par une valeur anormale et particulièrement élevée du gradient; cette observation a été faite pour le tunnel du Simplon dans lequel l'ionisation de l'air présente une valeur élevée [1].

---

[1] WULF, *Phys. Zeit.*, 1909.

TABLEAU DES DONNÉES NUMÉRIQUES

SUBSTANCE.	CONSTANTE radioactive en sec^{-1}. λ.	PÉRIODE. T.	VIE MOYENNE. θ.	NATURE du rayonnement.	PARCOURS des rayons α dans l'air en cm. a.
Uranium	de l'ordre de 3.10^{-18}	de l'ordre de 6.10^{9} ans	de l'ordre de 9.10^{9} ans	α	environ 3^{cm}
Radiouranium					
Uranium X	$3,26.10^{-7}$	24,6 jours	35,5 jours	β, γ	
Ionium		de l'ordre de 30000 ans (?)		α	2,8
Radium	environ 10^{-11}	environ 2000 ans	environ 2900 ans	α, β	3,5
Émanation du radium	$2,085.10^{-6}$	3,85 jours	5,55 jours	α	4,23
Radium A	$3,85.10^{-3}$	3,0 minutes	4,3 minutes	α	4,83
Radium B	$4,33.10^{-4}$	26,7 minutes	38,5 minutes	β	

RELATIVES AUX SUBSTANCES RADIOACTIVES.

COEFFICIENT d'absorption des rayons β dans l'aluminium en cm^{-1}. μ.	COEFFICIENT d'absorption des rayons γ dans le plomb en cm^{-1}. μ'	DONNÉES DIVERSES.
		Métal. Poids atomique..... 238,5
deux groupes { 14 510	{ 0,7	
environ 300		*Métal alcalino-terreux.* Poids atomique..... 226,5 Dégagement de chaleur par gramme Ra en équilibre radioactif et par heure. } 118 cal. Production d'hélium par gramme Ra en équilibre radioactif et par jour. } 0,5 mm^3 Rapport de l'ionisation totale par rayons α à l'ionisation totale de l'uranium à masse égale. } $7,3.10^6$
		Gaz inerte. Poids atomique environ..... 220 Température d'ébullition à la pression atmosphérique. } — 62° Température de solidification..... — 71° Température de condensation de l'émanation diluée au contact de parois froides. } vers — 150° Volume en équilibre avec un gramme de radium. } 0,6 mm^3 Coefficient de diffusion dans l'air..... 0,1 Coefficient de solubilité dans l'eau à 15°. } environ 0,3
		Volatil vers 800°-900°.
Rayons hétérogènes. { 13 (?) 80 890 (?)		Volatil vers 600°-700°.

TABLEAU DES DONNÉES NUMÉRIQUES

SUBSTANCE.	CONSTANTE radioactive en sec^{-1}. λ.	PÉRIODE. T.	VIE MOYENNE. θ.	NATURE du rayonnement.	PARCOURS des rayons α dans l'air en cm. a.
Radium C. ..... probablement complexe.	$5,93.10^{-4}$	19,5 minutes	28,1 minutes	α, β, γ	7,06
Radium D.....		15 ans (?)	21 ans (?)		
Radium E_1 (?). Radium E_2	$1,7.10^{-6}$	4,8 jours	6,9 jours	β	
Polonium (radium F)..	$5,73.10^{-8}$	140 jours	202 jours	α	3,86
Thorium	de l'ordre de 6.10^{-19}	de l'ordre de 3.10^{10} ans	de l'ordre de 4.10^{10} ans	α	
Mésothorium 1	$4,0.10^{-9}$	5,5 ans	7,9 ans		
Mésothorium 2	$3,1.10^{-5}$	6,2 heures	8,9 heures	β, γ	
Radiothorium	$1,09.10^{-8}$	2,0 ans	2,9 ans	α	3,9
Thorium X.....	$2,2.10^{-6}$	3,6 jours	5,25 jours	α, β	5,7
Émanation du thorium..	$1,31.10^{-2}$	53 secondes	76 secondes	α	5,5
Thorium A.....	$1,8.10^{-5}$	10,6 heures	15,3 heures	β	
Thorium B.....	$2,1.10^{-4}$	55 minutes	79 minutes	α	5,0

RELATIVES AUX SUBSTANCES RADIOACTIVES (*suite*).

COEFFICIENT d'absorption des rayons β dans l'aluminium en cm^{-1} μ	COEFFICIENT d'absorption des rayons γ dans le plomb en cm^{-1}. μ'	DONNÉES DIVERSES.
Rayons hétérogènes. 13 / 53	0,5	Volatil vers 800°-1300°.
		Volatil au-dessous de 1000°.
40		
		Volatil à 1000°.
		Métal, poids atomique 232.
Rayons hétérogènes. 20 à 40	environ 0,5	
Rayons tr. absorbables.		
		Gaz. Température de condensation sur des parois froides. — 190° à — 150° Coefficient de diffusion dans l'air..... 0,1
140		

TABLEAU DES DONNÉES NUMÉRIQUES

SUBSTANCE.	CONSTANTE radioactive en sec^{-1}. λ.	PÉRIODE. T.	VIE MOYENNE. θ.	NATURE du rayonnement.	PARCOURS des rayons α dans l'air en cm. a.
Thorium C...		quelques secondes (?)		α	8,6
Thorium D.....	$3,7.10^{-3}$	3,1 minutes	4,5 minutes	β, γ	
Actinium..... ..					
Radioactinium.....	$4,1.10^{-7}$	19,5 jours	28,1 jours	α, β	4,8
Actinium X.....	$7,6.10^{-7}$	10,5 jours	15 jours	α	*6,5
Émanation de l'actinium.	$1,8.10^{-1}$	3,9 secondes	5,6 secondes	α	5,8
Actinium A.....	$3,2.10^{-4}$	36,1 minutes	52,1 minutes	β	
Actinium B..... complexe (?)	$5,4.10^{-4}$	2,15 minutes	3,1 minutes	α	5,5
Actinium C.....	$2,26.10^{-3}$	5,1 minutes	7,36 minutes	β, γ	
Potassium.....				β	
Rubidium				β	

$\lambda T = \log_e 2 = 0,693.$

$\lambda\theta = 1.$

Le parcours des rayons α dans l'aluminium est environ $\frac{a}{1600}$.

L'épaisseur de l'écran absorbant qui détermine une réduction de moitié de l'intensité

Pour des matières différentes les coefficients μ et μ' sont approximativement proportionnel

RELATIVES AUX SUBSTANCES RADIOACTIVES (*suite*).

COEFFICIENT d'absorption des rayons β dans l'aluminium en cm^{-1}. μ.	COEFFICIENT d'absorption des rayons γ dans le plomb en cm^{-1}. μ'.	DONNÉES DIVERSES.
15,7	0,5	
		Métal du groupe des terres rares.
170		
		Gaz. Température de condensation sur des parois froides. } environ — 150° Coefficient de diffusion dans l'air..... 0,11
Rayons très absorbables.		Volatil depuis 400°.
		Volatil depuis 700°.
30	2 à 4	
environ 30		Métal, poids atomique 39,1
Rayons très absorbables. } de l'ordre de 300		Métal, poids atomique 85,1

du rayonnement étant égale à D, on a $\mu D = \log_e 2 = 0,693$.
la densité.

APPENDICE.

Parmi les travaux qui ont paru après l'impression de ce Traité, il est intéressant de signaler les suivants :

I. Le radium a été obtenu à l'état métallique à partir de l'amalgame préparé par l'électrolyse du chlorure ; pour cela l'amalgame a été chauffé dans l'hydrogène sous une pression convenable, de manière à éliminer le mercure par distillation. Le métal obtenu est blanc, brillant, fond vers 700° et commence à se volatiliser à cette température; il est extrêmement altérable à l'air et détermine la décomposition de l'eau. Les propriétés radioactives du métal sont celles qu'on avait pu prévoir; l'activité mesurée par le rayonnement pénétrant augmente avec le temps par suite de l'accumulation de l'émanation; la loi d'accroissement est la même que pour un sel de radium et l'activité limite est égale à l'activité de la quantité de sel correspondante (1).

II. Une étude du phénomène de projection du radium B a montré que, conformément aux prévisions, ces atomes sont émis avec une charge positive ; on a pu, en effet, obtenir la déviation de ces projectiles dans un champ magnétique et dans un champ électrique. Ces expériences ont permis de conclure que chaque particule porte probablement une charge égale à la charge élémentaire et possède sans doute une masse atomique d'environ 200, ainsi que le prévoit la théorie (2).

---

(1) M. Curie et A. Debierne, *Comptes rendus*, 1910.
(2) Makower, Russ et Evans, *Le Radium*, 1910.

FIN DU TOME II.

Fig. 1.
Épreuve obtenue avec un fil activé de section triangulaire.

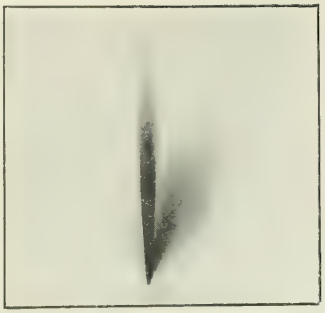


Fig. 2.
Action du champ magnétique sur les rayons du radium.
Rayons non déviés α et γ.
Rayons déviés β.

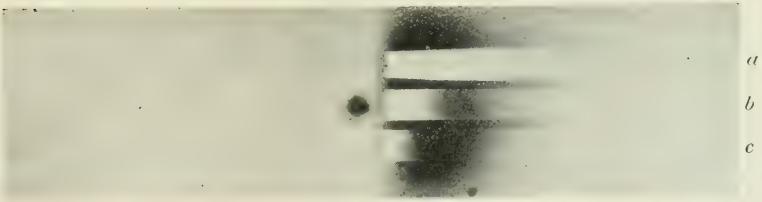


Fig. 3.
Action du champ magnétique sur les rayons du radium. Plaque recouverte par des écrans.
a écran en platine, épaisseur $0^{mm},3$.
b » » aluminium, » $0^{mm},1$.
c » » papier noir.

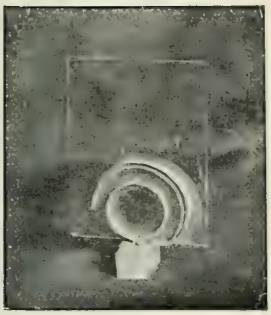


Fig. 1.
Dispositif de Becquerel pour isoler des rayons β simples.

Fig. 2.
Epreuve obtenue avec le dispositif de la figure 1.

Fig. 3.
Épreuve relative à la mesure du rapport $\frac{e}{m}$ par les rayons β du radium (Kaufman).

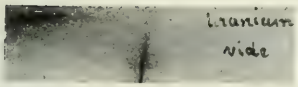


Fig. 4.
Déviation magnétique des rayons de l'uranium.

Fig. 5.
Passage de rayons β simples au travers d'une couche de paraffine (épaisseur 2^{mm}).

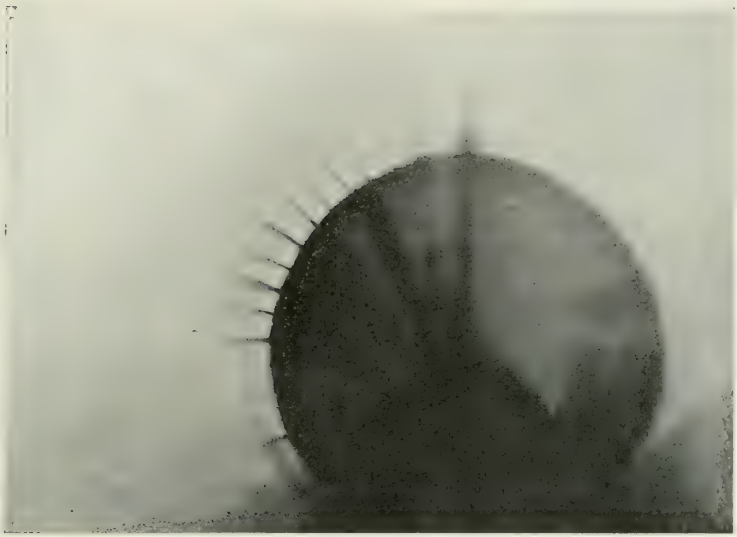


Fig. 1.
Passage des rayons β simples au travers d'un écran en aluminium (épaisseur $0^{mm},1$).

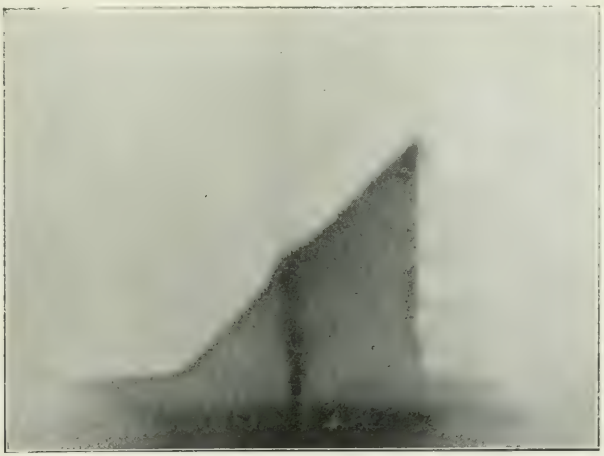


Fig. 2.
Rayons secondaires produits par les rayons pénétrants du radium.

Fig. 1.
Déviation magnétique des rayons α.

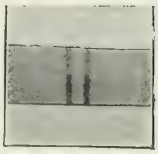


Fig. 2.
Déviation magnétique des rayons α.
Au-dessous : impression obtenue sans écran.
Au-dessus : impression obtenue au travers d'une feuille d'aluminium d'épaisseur $0^{mm},015$.

Fig. 3.
Action du champ magnétique sur les rayons du radium.
Rayons non déviés γ.
Rayons déviés β.

Fig. 1.
Photographie du sel de radium. Épreuve obtenue au moyen de la lumière émise par le sel.

Fig. 2.
Radiographie d'une médaille obtenue par l'action des rayons de l'uranium.

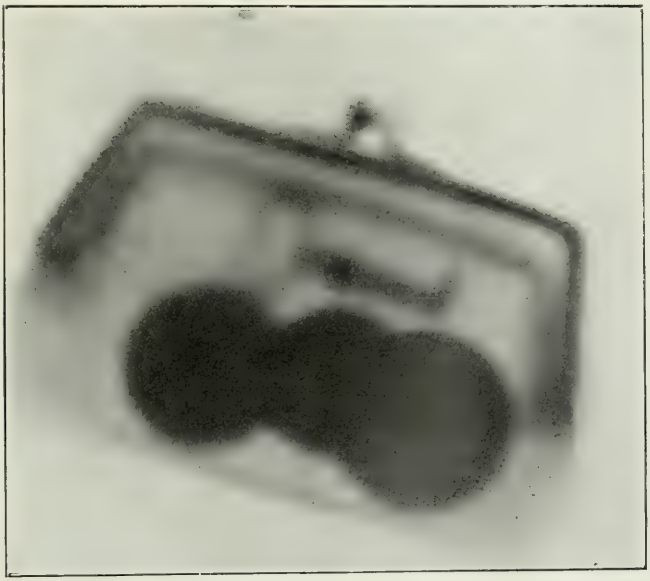


Fig. 3.
Radiographie obtenue au moyen des rayons du radium.

TABLE DES MATIÈRES.

CHAPITRE IX.

NATURE DES RADIATIONS.

Pages

99. Procédés d'étude du rayonnement..... 1
100. Énergie du rayonnement..... 2
101. Nature complexe du rayonnement..... 3
102. Propagation rectiligne des rayons, réflexion, polarisation, réfraction, émission..... 6
103. Action du champ magnétique sur le rayonnement des corps radioactifs 10
104. Pouvoir pénétrant du rayonnement des corps radioactifs..... 17

Rayons β.

105. Définition du rayonnement β..... 19
106. Complexité du rayonnement β. Action du champ magnétique.... 20
107. Charge des rayons β du radium..... 24
108. Action du champ électrique sur les rayons β..... 33
109. Rapport de la charge à la masse pour une particule chargée négativement émise par le radium..... 35
110. Distribution des rayons β du radium entre différentes vitesses... 45
111. Action du champ magnétique sur les rayons des autres substances radioactives 47
112. Passage des rayons β au travers de la matière..... 51
113. Mesure du pouvoir pénétrant des rayons β. Loi exponentielle..... 54
114. Loi d'absorption des rayons..... 56
115. Forme générale des courbes d'absorption. Changement de vitesse au passage des écrans dans le cas des rayons β..... 67
116. Relation entre la vitesse des rayons β et leur pouvoir pénétrant... 70
117. Relation entre l'absorption et la nature de la matière absorbante.. 71
118. Augmentation de l'intensité des rayons β avec l'épaisseur de la couche active..... 77
119. Dispersion des rayons β. Production de rayons secondaires par les rayons β..... 77
120. Théorie du passage des rayons β au travers de la matière..... 88

Rayons α.

Pages.
121. Nature des rayons α. Déviation magnétique et électrique..... 93
122. Étude des rayons α par la méthode des scintillations..... 96
123. Absorption des rayons α..... 98
124. Méthode de MM. Bragg et Kleemann pour l'étude des rayons α... 104
125. Courbe d'ionisation des rayons α..... 112
126. Passage des rayons α au travers des écrans métalliques minces. Pouvoir d'arrêt..... 117
127. Absorption par des écrans pour un rayonnement émis dans toutes les directions..... 121
128. Relation entre l'absorption et la densité..... 128
129. Changement de vitesse des rayons α au passage de la matière..... 129
130. Mesure du rapport de la charge à la masse et de la vitesse pour les rayons α..... 138
131. Nature des particules α..... 147
132. Charge des rayons α..... 150
133. Numération directe des particules α. Mesure de la charge d'une particule α. Valeur de la charge élémentaire..... 159
134. Volume de l'émanation en équilibre avec 1g de radium. Vitesse de production d'hélium par le radium..... 165
135. Nombre d'ions produit par une particule α le long de son parcours.. 166
136. Production de rayons secondaires par les rayons α. Diffusion des rayons α..... 170

Rayons γ.

137. Découverte des rayons γ. Pouvoir pénétrant..... 178
138. Dosage des substances radioactives par les rayons γ qu'elles émettent..... 185
139. Nature des rayons γ..... 186
140. Rayons secondaires des rayons γ..... 193
141. Comparaison des propriétés des rayons α, β et γ. Pouvoir ionisant des radiations..... 198
142. Pouvoir pénétrant comparé..... 201
143. Ionisation et absorption..... 202
144. Ionisation totale..... 204
145. Courant de saturation dans le gaz ionisé par les rayons α, β et γ.... 209
146. Rayons δ ou électrons de faible vitesse..... 213
147. Action de la température sur le rayonnement des corps radioactifs. 213

CHAPITRE X.

DIVERS PHÉNOMÈNES OBSERVÉS EN PRÉSENCE DES CORPS RADIOACTIFS.

148. Effets lumineux. Excitation de substances phosphorescentes..... 216
149. Luminosité propre des sels de radium..... 221

Pages.

150. Spectre de la lumière émise par les composés de radium et d'actinium 222
151. Production de thermoluminescence..... 223
152. Effet radiographique..... 224
153. Effets de charge des rayons. Action sur la décharge électrique. Applications de l'effet ionisant dans les gaz..... 226
154. Condensation de la vapeur d'eau sursaturée. Formation de brouillards en présence de l'émanation du radium. Influence sur le phénomène de cristallisation..... 229
155. Action ionisante des rayons du radium sur les liquides et les solides isolants 234
156. Colorations. Effets chimiques..... 242
157. Dégagement d'hélium par les corps radioactifs..... 253
158. Essais de transformations atomiques par l'action des corps radioactifs 259
159. Effets physiologiques..... 265

CHAPITRE XI.

DÉGAGEMENT DE CHALEUR PAR LES SUBSTANCES RADIOACTIVES.

160. Dégagement de chaleur par le radium en équilibre radioactif. Méthodes de mesures..... 269
161. Chaleur dégagée par l'émanation du radium et par la radioactivité induite 278
162. Énergie cinétique des rayons α et chaleur dégagée..... 282
163. Effet calorifique du thorium et du polonium..... 284

CHAPITRE XII.

URANIUM ET SA FAMILLE.

164. Rayonnement de l'uranium..... 287
165. Uranium X. Préparation et rayonnement..... 295
166. Diffusion de l'uranium X..... 296
167. Radiouranium 297
168. Famille de l'uranium..... 299

CHAPITRE XIII.

RADIUM ET SA FAMILLE. — POLONIUM.

169. Rayonnement du radium 300
170. Analyse de la radioactivité induite..... 303
171. Interprétation théorique..... 306
172. Application de la théorie de deux substances à l'étude de l'évolution du rayonnement pénétrant d'un corps activé..... 310

Pages.

173. Théorie des trois substances. Radium A, radium B, radium C. Activation 315
174. Désactivation 317
175. Détermination des constantes radioactives 321
176. Distillation du dépôt actif et expériences d'électrolyse 323
177. Représentation graphique 328
178. Vérification des formules théoriques 341
179. Charge des particules de dépôt actif. Dimensions des particules. 355
180. Phénomène de recul pour le radium A, le radium B et le radium C. 357
181. Volatilité du radium A, du radium B et du radium C 361
182. Effet de la température sur la constante radioactive du radium C. 362
183. Ionisation produite par l'émanation et la radioactivité induite 364
184. Rayonnement du dépôt actif. Nature complexe du radium C. Rayons β du radium 366
185. Loi d'évolution de l'activité induite restante du radium. Radium D, E et F. Leur relation avec le radioplomb et le polonium 370
186. Radium D. Essai de détermination de la période et propriétés 372
187. Radium E_1 et E_2. Radium F 377
188. Vie du radium. Évolution de l'activité du radium 380
189. Émission totale d'énergie par le radium 383
190. Perte de poids du radium 384
191. Famille du radium 385

CHAPITRE XIV.

THORIUM ET SA FAMILLE.

192. Activité du thorium 387
193. Thorium X 388
194. Composition du dépôt actif 391
195. Attribution des constantes *a* et *b* 393
196. Rayonnement α du dépôt actif. Thorium B, thorium C, thorium D. 395
197. Rayonnement β du dépôt actif 398
198. Évolution de l'activité du thorium X et du thorium privé de thorium X 401
199. Radiothorium. Mésothorium 404
200. Rayonnement des substances de la famille du thorium 410
201. Famille du thorium 415

CHAPITRE XV.

ACTINIUM ET SA FAMILLE.

202. Activité de l'actinium 417
203. Actinium X 417
204. Radioactinium 420
205. Composition du dépôt actif 423
206. Propriétés des substances de la série de l'actinium 429

Pages.
207. Rayonnement des substances de la famille de l'actinium..... 430
208. Famille de l'actinium..... 434

CHAPITRE XVI.

MINÉRAUX RADIAOCTIFS. — PRODUCTION DU RADIUM. — IONIUM. ANALOGIES ET LIAISONS ENTRE LES FAMILLES D'ÉLÉMENTS RADIOACTIFS.

209. Origine du radium..... 435
210. Découverte de l'ionium..... 443
211. Vie moyenne du radium et de l'uranium..... 446
212. Activité des minerais d'urane..... 450
213. Produits extrêmes de la destruction des éléments radioactifs. Age des minéraux..... 455
214. Liste des minéraux radioactifs..... 459
215. Remarques sur les familles de radioéléments..... 464

CHAPITRE XVII.

RADIOACTIVITÉ DU SOL ET DE L'ATMOSPHÈRE.

216. Dissémination des poussières radioactives et radioactivité induite du laboratoire..... 467
217. Ionisation spontanée de l'air..... 469
218. Présence, dans l'atmosphère, d'émanations radioactives et de leurs dépôts actifs..... 470
219. État de la radioactivité induite dans le gaz..... 474
220. Théorie de l'activation des fils chargés négativement et exposés dans l'air contenant de l'émanation..... 477
221. Activation de fils à l'air libre..... 484
222. Dosage direct de l'émanation du radium dans l'air atmosphérique. Variations de la radioactivité atmosphérique..... 490
223. Radioactivité du sol et des eaux..... 493
224. Teneur en radium à la surface de la terre. Teneur en uranium et thorium 499
225. Procédés de mesures de l'ionisation de l'air atmosphérique..... 505
226. Origine de l'ionisation de l'air atmosphérique. Ionisation en vase clos 509
227. Rayonnement pénétrant à la surface de la terre..... 515
228. Variation de l'ionisation en vase clos. Relation avec la pression et la nature du gaz..... 518
229. Influence des parois sur l'ionisation en vase clos..... 523

Pages.

230. La radioactivité des métaux est-elle une propriété spécifique du métal? 527
231. Radioactivité du potassium et du rubidium 529
232. Chaleur solaire et chaleur terrestre 532

TABLEAU DES DONNÉES NUMÉRIQUES 536

APPENDICE 542

PLANCHES.

Pl. III. *Fig.* 1. — Épreuve obtenue avec un fil activé de section triangulaire.
Fig. 2. — Action du champ magnétique sur les rayons du radium.
Fig. 3. — Action du champ magnétique sur les rayons du radium. Plaque recouverte par des écrans.

Pl. IV. *Fig.* 1. — Dispositif de Becquerel pour isoler des rayons β simples.
Fig. 2. — Épreuve obtenue avec le dispositif de la figure 1.
Fig. 3. — Épreuve relative à la mesure du rapport $\frac{e}{m}$ par les rayons β du radium (Kaufman).
Fig. 4. — Déviation magnétique des rayons de l'uranium.
Fig. 5. — Passage de rayons β simples au travers d'une couche de paraffine (épaisseur 2^{mm}).

Pl. V. *Fig.* 1. — Passage des rayons β simples au travers d'un écran en aluminium (épaisseur $0^{mm},1$).
Fig. 2. — Rayons secondaires produits par les rayons pénétrants du radium.

Pl. VI. *Fig.* 1. — Déviation magnétique des rayons α.
Fig. 2. — Déviation magnétique des rayons α.
Fig. 3. — Action du champ magnétique sur les rayons du radium.

Pl. VII. *Fig.* 1. — Photographie du sel de radium. Épreuve obtenue au moyen de la lumière émise par le sel.
Fig. 2. — Radiographie d'une médaille obtenue par l'action des rayons de l'uranium.
Fig. 3. — Radiographie obtenue au moyen des rayons du radium.

44005 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins.

LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS,

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, A PARIS (6e).

CHAPPUIS (J.), Agrégé, Docteur ès sciences, Professeur de Physique générale à l'Ecole Centrale, et **BERGET (A.)**, Docteur ès sciences, attaché au laboratoire des Recherches physiques de la Sorbonne. — **Leçons de Physique générale**, *Cours professé à l'Ecole Centrale des Arts et Manufactures et complété suivant le programme du certificat de Physique générale.* 2e édition, entièrement refondue. 4 volumes in-8 (25-16).

TOME I : *Instruments de mesure. Pesanteur. Élasticité. Statique des liquides et des gaz. Chaleur.* Avec 306 figures; 1907 ..... 18 fr.

TOME II : *Électricité et Magnétisme.* Avec 400 figures; 1900... 15 fr.

TOME III : *Acoustique. Optique.* Avec 208 figures; 1909..... 14 fr.

TOME IV : *Ondes électriques. Radio-activité. Électro-Optique.* (*En prép.*)

DUHEM (P.), Chargé d'un Cours complémentaire de Physique mathématique et de Cristallographie à la Faculté des Sciences de Lille. — **Leçons sur l'Electricité et le Magnétisme.** 3 volumes in-8 (25-16) avec 215 figures, se vendant séparément :

TOME I : *Conducteurs à l'état permanent,* avec 112 fig.; 1891. 16 fr.

TOME II : *Les aimants et les corps diélectriques,* avec 32 figures; 1892..... 14 fr.

TOME III : *Les courants linéaires,* avec 71 figures; 1892..... 15 fr.

GÉRARD (Eric), Directeur de l'Institut électrotechnique Montefiore, annexe à l'Université de Liége. — **Leçons sur l'Electricité,** professées à l'Institut électrotechnique. 8e édition, refondue et complétée. 2 volumes in-8 (25-16), se vendant séparément :

TOME I : *Théorie de l'Électricité et du Magnétisme. Électrométrie. Théorie et construction des générateurs électriques.* Volume de XII-975 p. avec 458 figures; 1910..... 12 fr.

TOME II : *Transformateurs électriques. Canalisation et distribution de l'énergie électrique. Applications de l'électricité à la téléphonie, à la télégraphie, à la production et à la transmission de la puissance motrice, à la traction, à la métallurgie et à la chimie industrielle.* Volume de VII-990 pages avec 459 figures; 1910..... 12 fr.

MAXWELL (James Clerk), Professeur de Physique expérimentale à l'Université de Cambridge. — **Traité de l'Électricité et du Magnétisme.** Traduit de l'anglais sur la 2e édition, par *Seligmann-Lui*, ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur des Télégraphes, avec *Notes et éclaircissements,* par MM. CORNU, membre de l'Institut, et POINCARÉ, Professeur à l'École Polytechnique, et suivi d'un *Appendice sur les quaternions,* par M. E. SARRAU, membre de l'Institut, Professeur à l'Ecole Polytechnique. Deux forts volumes in-8 (25-16), avec figures et 20 planches, 1885-1889..... 30 fr.

Chaque volume se vend séparément..... 15 fr.

14005 Paris. - Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Grands-Augustins, 55.